



Master-Thesis

Berührungslose Luftfeuchtigkeitsbestimmung mittels Laserspektroskopie

von

Julian Weber

Studiengang Smart Systems

Fakultät Mechanical and Medical Engineering

Prüfer

1. Prüfer Prof. Dr. -Ing. Robert Hönl

2. Herr Dr. Raoul-Amadeus Lorbeer

KURZFASSUNG

Diese Arbeit befasst sich mit der Konzentrationsbestimmung von H_2O in dem Gasgemisch Luft mit Hilfe des TDLAS-Verfahren. Die H_2O -Konzentration wird mit Hilfe der berührungslosen Molekülabsorptionsspektroskopie bestimmt. Dafür wird zunächst ein Versuchsaufbau benötigt, mit dem es möglich ist die benötigte Variation der Luftfeuchtigkeit und des Drucks zu messen. Anschließend wird ein Prozess entwickelt, mit dem es möglich ist Wasserdampf zu erzeugen. Hierfür werden verschiedene Komponenten ausgewählt. Für die Auswertung der Daten werden verschiedene Auswerteprozesse entwickelt und ggf. verbessert. Durch die Auswertung werden in Folge dessen die absolute Genauigkeit bestimmt. Des weiteren werden Erkenntnisse für spätere Versuche gesammelt.

Schlüsselwörter: Molekülabsorptionsspektroskopie, H_2O -Konzentration, TDLAS-Verfahren

ABSTRACT

This thesis deals with the determination of the H_2O concentration in a surrounding gas mixture with the TDLAS-Procedure. This is accomplished with the molecule absorption spektroskopie. Therefore you need a experimental setup, which allows to measure the variation of pressure and the relative humidity. Subsequently a process is developed which makes it possible to produce water vapour. Therfor different components will be selected. Various evaluation processes are developed and possibly improved for the evaluation of the data. As a result, the absolute accuracy is determined by the evaluation. Furthermore, the gained knowledge is collected for later experiments.

Keywords: H_2O Concentration, Molecule Absorption Apektroskopie, TDLAS-Procedure

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe angefertigt habe.

Alle verwendeten Quellen (Literatur, Internet) sind im Literaturverzeichnis vollständig zitiert.

Gemrigheim, Juni 2020

Julian Weber

DANKSAGUNGEN

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während der Thesis unterstützt und begleitet haben.

Vor allem möchte ich mich bei meinen Prüfern Herrn Prof. Dr. Robert Hönl und Herrn Dr. Raoul-Amadeus Lorbeer für das entgegen gebrachte Vertrauen bedanken. Außerdem möchte ich mich nochmals beim Herrn Dr. Raoul-Amadeus Lorbeer und Herrn Dr. Oliver Kliebisch für die außerordentliche Unterstützung bei allen Fragen und Anliegen bedanken. Sie nahmen sich stets Zeit, jegliche Frage die gestellt wurde, bis ins kleinste Detail zu beantworten. Selbst aufgrund des „Lock downs“ war die Betreuung hervorragend und keine Fragen blieben unbeantwortet.

Ein besonderer Dank geht an die DLR-Mitarbeiter, die mich während der Zeit im Labor unterstützt haben.

Zum Schluss will ich mich für die lehrreiche und interessante Zeit im Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Stuttgart-Vaihingen bedanken.

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
2	STAND DER TECHNIK	3
2.1	Taupunkthygrometer	3
2.2	Polymersensor	4
2.3	Lyman-alpha Absorption Hygrometer	5
2.4	Infrarot Absorptionsspektroskopie	6
3	GRUNDLAGEN DER ABSORPTIONSSPEKTROSKOPIE	7
3.1	Lambert-Beer'sches Gesetz	7
3.2	Molekülabsorptionsspektroskopie	9
3.2.1	Linienstärke	9
3.2.2	Linienposition	10
3.3	Verbreiterungsmechanismen	11
3.3.1	Linienbreite	11
3.3.2	Doppler-Verbreiterung	11
3.3.3	Stoßverbreiterung	12
3.3.4	Voigt-Profil	14
3.4	Curve-Fit	15
3.5	Luftfeuchtigkeit	15
4	DURCHSTIMMBARE LASER-ABSORPTIONSSPEKTROSKOPIE	17
4.1	Aufbau des TDLAS-Systems	17
4.2	Modulationsart von Spektrometern	18
4.3	Kalibrierungsfreie TDLAS	19
5	KOMPONENTEN	23
5.1	Distributed Bragg Reflector	23
5.2	Gaszelle	24
5.3	Sensoren	25
6	CHARAKTERISIERUNG UND AUSWAHL DER ABSORPTIONSLINIE	29
6.1	Charakterisierung der Diode	29

INHALTSVERZEICHNIS

6.2	Auswahl der Absorptionslinie	31
7	ERSTES EXPERIMENT/FREISTRAHLVERSUCH	33
7.1	Aufbau	33
7.2	Durchführung	34
7.3	Auswertung	36
7.4	Ergebnis	38
8	ZWEITES EXPERIMENT MIT DER GASZELLE	41
8.1	Aufbau	41
8.2	Versuchsvorbereitung und Durchführung	43
8.3	Bestimmung des Dynamischen Abstimmverhaltens	46
8.4	Durchführung	50
8.5	Auswertung	50
8.6	Ergebnisse	53
9	FAZIT	69
9.1	Ausblick	71
10	LITERATURVERZEICHNIS	73
A	ANHANG	77
A.1	DBR828PN - Datenblatt	78
A.2	IRCell- Datenblatt	81
A.3	Fabry-Perot - Datenblatt	83
A.4	Hintere Halterung der Sprizte	91
A.5	Vordere Halterung der Sprizte	92

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 2.1	Taupunkthygrometer	4
Abbildung 2.2	Polymersensor	5
Abbildung 2.3	Prinzip des LAAH	5
Abbildung 4.1	Allgemeiner Aufbau des TDLAS Systems	18
Abbildung 4.2	Dreiecksmodulation mit $2V_{pp}$	19
Abbildung 5.1	DBR828PN-Laserdiode	24
Abbildung 5.2	Das durch Reflektion entstehende Sternmuster.	25
Abbildung 5.3	Gaszelle von IRsweep	25
Abbildung 5.4	Testaufbau mit den zwei Bosch BME280 Sensoren	26
Abbildung 5.5	Leiterplattenlyout der zwei Bosch BME280 Sesoren	27
Abbildung 6.1	Charakterisierung der Laserdiode	30
Abbildung 6.2	Simulation der gewählten Absorptionslinie.	32
Abbildung 7.1	Schematischer Aufbau	34
Abbildung 7.2	Empfangenes Absorptionssignal	35
Abbildung 7.3	Absorptionssignal mit betrachtetem Bereich	36
Abbildung 7.4	Ermittelte OD_e , Transmission und Absorptionskoeffizient	37
Abbildung 7.5	Vergrößerung der Basislinie und dem Rohsignal	39
Abbildung 8.1	Aufbau des Experiments	42
Abbildung 8.2	Phasendiagramm	44
Abbildung 8.3	Schematische Darstellung des Pfads der Scroll-Pumpe	45
Abbildung 8.4	Signale bei der Fabry-Perot Klibrierung	47
Abbildung 8.5	Inteferenzmaxima des „Downsweep“	48
Abbildung 8.6	Inteferenzmaxima des „Upsweep“	49
Abbildung 8.7	„Down- und Upsweeps “ mit der der Basislinie $I_0(\nu)$	51
Abbildung 8.8	Absorptionskoeffizienten des „Down- und Upsweeps“	52
Abbildung 8.9	Absorptionskoeffizienten des „Downsweeps“ mit dem angepassten Voigt-Profil	53

Abbildung 8.10	Vergleich zwischen der gemessenen und spektroskopierten Luftfeuchtigkeit	54
Abbildung 8.11	Abhängigkeit der relativen Luftfeuchtigkeit von der Fläche des Voigt-Profils	55
Abbildung 8.12	Theoretisch ermittelter und spektroskopierter Partialdruck	57
Abbildung 8.13	Vergleich der relativen Luftfeuchten.	58
Abbildung 8.14	Vergleich der absoluten Fehler	58
Abbildung 8.15	Abhängigkeit der relativen Luftfeuchtigkeit von der Fläche des Voigt-Profils	60
Abbildung 8.16	Kalibrierung der Absorptionslinienfläche	61
Abbildung 8.17	Residuen der Absorptionslinienfläche	62
Abbildung 8.18	Darstellung des absoluten Fehlers und der Korrelation	63
Abbildung 8.19	Kalibrierung der relativen Luftfeuchtigkeit	64
Abbildung 8.20	Residuen des „Curve-Fit“ für die relative Luftfeuchtigkeit	65
Abbildung 8.21	Darstellung des absoluten Fehlers der Luftfeuchtigkeit ermittelt durch die Regressionsfunktion	66
Abbildung 8.22	Vergleich der Ergebnisse	67

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 6.1	Abstimmungsbereich mit $2V_{pp}$ Modulation	30
Tabelle 6.2	Abstimmungsbereich mit $4V_{PP}$ Modulation	30
Tabelle 6.3	Das Mischungsverhältnis der Gase	31
Tabelle 7.1	Genauigkeiten der H_2O Messungen	38
Tabelle 8.1	Zusammenfassung der Ergebnisse.	67

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

TDLAS	Tunable Diode Laser Absorption
LED	Light Emitting Diode
LAAH	Lyman-alpha Absorption Hygrometer
IR	Infrarot Absorptionsspektroskopie
V _{pp}	Volt Peak to Peak
dTDLAS	Direct Tunable Diode Laser Absorption
DBR	Distributed Bragg Reflector
SDI	Serial Data In
MOSI	Master Out Slave IN
HiTran	(HIGH resolution TRANsmision) → atmosphärische Datenbank für Spektraldaten
OSA	Optical Spectrum Analyzer
PD	Photodiode
SP	Spiegel
FPI	Fabry-Perot-Interferometer
FSR	Free Spectral Range
SP	Sample
HWHM	half wide at half maximum

SYMBOLVERZEICHNIS

Lateinische Symbole	Bedeutung	Einheit
c	H_2O Konzentration	$ppmV$
c_0	Lichtgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
E	Energieniveau	eV
$g_D(\nu)$	Gauss-Profil	—
$g_L(\nu)$	Lorentz-Profil	—
$g_{voigt}(\nu)$	Voigt-Profil	—
k_b	Boltzmann-Konstante	$\frac{J}{K}$
n	Temperatur exponent	K
N	Gesamtteilchenzahl	—
N_v	Absorberzahldichte	$\frac{Molekl}{m^3}$
RH	relative Luftfeuchtigkeit	
$I_0(\nu)$	spektrale Intesität	$\frac{W}{m^2 \cdot cm^{-1}}$
$S(t)$	Linienstärke	$\frac{cm^{-1}}{Molekl \cdot cm^{-2}}$
V	Volumen	m^3
$\Delta f(t)$	dynamisches Abstimmverhalten	GHz
f	Frequenz	Hz
t	Zeit	s
p	Druck	hPa
T	Temperatur	K
L	Länge	cm
l	freier spektaler Bereich Länge	m
p_{total}	Umgebungsdruck	hPa
p_{H_2O}	Dampfdruck	hPa

p_{partial}	Partialdruck	hPa
A	Absorptionslinienfläche	$\frac{1}{cm^{-2}}$
M	absolute Molekülmasse von H_2O	kg

Griechische Symbole	Bedeutung	Einheit
$\alpha(\nu)$	Absorptionskoeffizient	cm^{-1}
σ_g	Doppler-Linienbreite	$\frac{1}{cm}$
σ_c	Stoß-Linienbreite	$\frac{1}{cm}$
$\phi(\nu - \nu_0)$	Linienformfunktion	cm^{-1}
$\sigma(\nu)$	Absorptionsquerschnitt	m^2
$\frac{d(\nu)}{dt}$	dynamisches Abstimmverhalten	$\frac{cm^{-1}}{s}$

1

EINLEITUNG

In der Luftfahrt wird mit Hilfe des Drucks die Flughöhe bestimmt. Diese kann mit verschiedenen Sensoren ermittelt werden. Auch mit der in den letzten Jahren aufkommenden Molekülabsorptionsspektroskopie ist es möglich nicht nur den Druck, sondern auch die Temperatur und die Wasserkonzentration in dem Gasgemisch bzw. der Umgebungsluft zu bestimmen. Das ist dadurch möglich, dass jedes Molekül eine bestimmte Frequenz bzw. Wellenlänge absorbiert. Hierfür wird eine Lichtquelle benötigt, mit einer bestimmten Bandbreite. Diese Bandbreite kann dadurch erreicht werden, dass eine z.B. Laserdiode durchgestimmt wird. Durchstrahlt diese Lichtquelle nun eine bestimmte Substanz entsteht das Absorptionsspektrum. [7]

Der Druck wird durch das Spektroskopieren der A-Bande von Sauerstoff bestimmt. Hier spielt die Genauigkeit der Messung eine große Rolle und aufgrund dessen muss festgestellt werden, welche Einflüsse bei der Bestimmung des Drucks wirken. Es wurde festgestellt, dass bei der Bestimmung Drucks die Stoßverbreiterung eine wichtige Rolle spielt. Hier wurde H_2O bzw. Wasser als Stoßpartner von O_2 noch nicht ausreichend untersucht. [25]

Die dadurch abgeleitete Notwendigkeit, veranlasst die genaue Bestimmung von H_2O in der Umgebungsluft. Damit die Ermittlung der H_2O -Konzentration gelingen kann, wird eine Messumgebung benötigt, in der sowohl die Luftfeuchtigkeit als auch der Druck variiert werden kann. Das gelingt mit Hilfe einer Messzelle, an die eine Scroll-Pumpe und eine 130 ml Spritze, die mit Wasser gefüllt ist, angeschlossen wird. Die Pumpe wird benötigt, um Unterdruck in der Messzelle und auch in der Spritze zu erzeugen. Dadurch entsteht, aufgrund der zu Grunde liegenden thermodynamischen Gesetzen, Wasserdampf welcher sich in der Messzelle sammelt. Der Druck wird in Folge dessen durch ein Ventil, welches ebenfalls an der Zelle angeschlossen ist, variiert.

Nach diesem Prozess ist es möglich mit Hilfe folgender Gleichung den Partialdruck zu bestimmen. Die Gleichung lautet wie folgt [7]:

$$c \cdot p_{total} = \frac{k_b \cdot T}{S_{ij}(T)} \int \left(\frac{I_0(\nu)}{I(\nu)} \right) \frac{d\nu}{dt} dt \quad (1.1)$$

$c \cdot p_{total}$ stellt den Umgebungsdruck in der sich die Probe befindet dar. $I_0(\nu)$ stellt die Intensität ohne Absorption dar und $I(\nu)$ das Absorptionssignal. L die Länge des Absorptionspfades in cm . In dieser Gleichung wird über den Absorptionskoeffizienten α integriert.

$$\alpha = \frac{\frac{I_0(\nu)}{I(\nu)}}{L} \quad (1.2)$$

Das Ziel ist es, ein System zu entwickeln das den Druck, die Luftfeuchtigkeit und die Temperatur bestimmt. Für die Spektroskopie des Drucks und Wasser werden zwei unterschiedliche Laserdioden, mit einer ähnlichen emittierten zentralen Wellenlänge verwendet. Der Grund hierfür ist, dass in dem System Glasfaserkabel zum Einsatz kommen. Diese Glasfasern haben einen bestimmten Wellenlängenbereich, der eingehalten werden muss. Durch einen Fiberswitch kann anschließend zwischen den zwei unterschiedlichen Dioden gewechselt werden. Das entwickelte System soll zukünftig in Flugzeugen oder ähnlichem eingesetzt werden.

Es kann festgehalten werden, dass durch diese neue Methodik, bzw. dem neuem Einsatzgebiet, in Zukunft zur konventionellen Sensorik eine vielfältig einsetzbare Alternative geschaffen wird. Die Voraussetzung dafür ist, dass das System die nötigen Genauigkeiten mit sich bringt.

Schließlich stellt sich die Frage, die in dieser Arbeit beantwortet werden soll:

Welche absolute Genauigkeit kann durch die Molekülabsorptionsspektroskopie, von Wasser in der Umgebungsluft, erreicht werden und welche Probleme tauchen auf?

2

STAND DER TECHNIK

Um die Luftfeuchtigkeit zu bestimmen steht eine Vielzahl von Hygrometern zur Verfügung, welche sich in der Art des Messprinzips unterscheiden. Im Folgenden werden Hygrometer vorgestellt, die in der Luftfahrt bereits getestet und eingesetzt werden.

2.1 TAUPUNKTHYGROMETER

Das Taupunkthygrometer bedient sich der physikalischen Beziehung zwischen der Kondensationstemperatur des Wasserdampfes und dem Wasserdampfgehalt. In Abbildung 2.1 ist ein schematischer Aufbau eines solchen Hygrometers zu sehen.

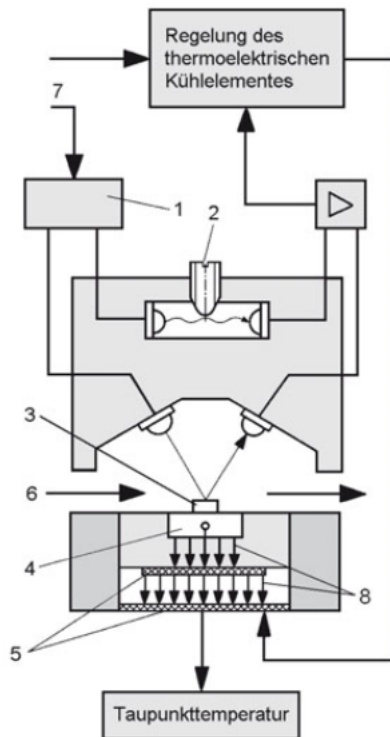
Dem Tau- bzw. Frostpunkthygrometer liegt folgendes Prinzip zu Grunde. Eine reflektierende Oberfläche wie z.B. ein Spiegel wird herunter gekühlt bis die Taupunkttemperatur erreicht wird. Beim Erreichen des Taupunktes bildet sich ein dünner Wasserfilm oder eine Eisschicht, welche durch optische Verfahren erkannt werden.

Das reflektierte Licht wird durch das auf dem Spiegel angesammelte Wasser gestört bzw. die Reflexionsverhältnisse geändert. Diese Änderung wird zur Regelung des Kühlelements genutzt d.h. die reflektierende Oberfläche wird auf die Taupunkttemperatur geregelt. Ein Temperatursensor, der direkt am Spiegel angebracht wird, misst die Taupunkttemperatur. Beim Erreichen dieser Temperatur befindet sich die Verdampfung und Kondensation im Gleichgewicht.

Das Taupunkthygrometer zählt zu den genauesten Hygrometern und kann nicht nur für Messungen verwendet werden, sondern auch als ein Referenzmittel. Die Genauigkeit ist stark abhängig von der Messung der Temperatur am Spiegel. Ein weiterer Einflussfaktor ist die Regelung der Temperatur anliegend an der reflektierenden Oberfläche.

Fehlmessungen entstehen durch andere kondensierbare Komponenten in dem zu messenden Gas.

Ein weiterer Nachteil des Taupunkthygrometers ist die hohe Empfindlichkeit gegenüber mechanischen Verunreinigungen. [11]



1. LED-Regelung
2. optische Balanceregulierung des Referenzstrahles
3. Taupunktspiegel
4. Temperaturfühler
5. Kühlelement
6. Gas-oder Luftgemisch
7. Versorgung
8. Wärmefluss

Abbildung 2.1: Taupunkthygrometer; schematischer Aufbau[11]

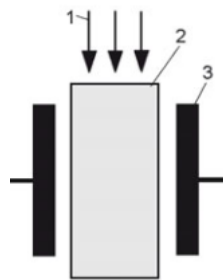
2.2 POLYMERSENSOR

Polymerensoren ändern beim Eindringen von Luftfeuchtigkeit ihren Widerstand. Das Polymer dient als Dielektrikum und Träger, welches zwischen einer Metallelektrode und einem leitenden Glassubstrat liegt.

Die Dielektrizitätskonstante ändert sich durch die Absorption von Wasserdampf und bei Temperaturänderungen. Bei geringer Feuchte verlässt das Wasser die dielektrische Schicht. Durch die hohe Permittivität von Wasser mit $\epsilon_{rel} = 80$ bei 20 °C entstehen erhebliche Kapazitätsänderung im Vergleich mit trockener Luft.

Vorteil des Sensors ist seine kleine Bauform und das schnelle Ansprechverhalten.

In Abbildung 2.2 ist der schematische Aufbau eines Polymersensors zu sehen.[11]



1. Gasförmiges Wasser
2. Dielektrikum
3. Kondensator

Abbildung 2.2: Polymersensor; schematischer Aufbau. [11]

2.3 LYMAN-ALPHA ABSORPTION HYGROMETER

Das Lyman-alpha Absorption Hygrometer(LAAH) macht sich die Absorption von UV-Strahlung, welche durch die H-Atome der Wassermoleküle hervorgerufen wird zu Nutzen. Die Schwierigkeit hierbei ist, die Intensität der Lichtquelle konstant zu halten. Auch die Fenstermaterialien müssen sorgfältig ausgewählt werden, da sie zum einen für die verwendete Wellenlänge durchlässig sein muss und zum anderen auch resistent gegenüber äußeren Einflüssen. Häufig werden MgF_2 Fenster eingesetzt. Ein weiteres Problem ist die Empfindlichkeit gegenüber Sauerstoff bei geringen H_2O -Konzentrationen.

Ein Vorteil des Hygrometers ist seine sehr schnelle Ansprechzeit ≈ 100 Hz. Diese schnelle Ansprechzeit wird benötigt, da aufgrund des Einsatzes in Flugzeugen schnelle Taupunktwechsel durchflogen werden.

Eingesetzt wird das LAAH bei Taupunkttemperaturen zwischen -80 °C und $+40$ °C. Die Betriebsdauer der Lichtquelle beträgt ≈ 200 h bis ≈ 1000 h. In Abbildung 2.3 ist das Prinzip des LAAH dargestellt.[24]

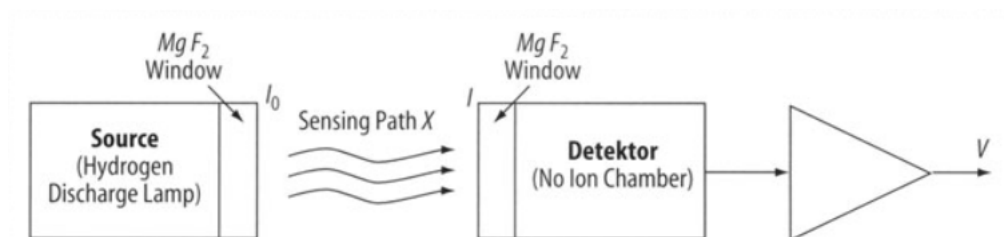


Abbildung 2.3: Prinzip des LAAH. [24]

2.4 INFRAROT ABSORPTIONSSPEKTROSKOPIE

Die IR-Absorptionsspektroskopie basiert auf dem Prinzip der Absorption von H_2O und CO_2 -Molekülen. Ein Strahl aus einer NiChrom-Quelle durchläuft einen Kollimator, der aus CaF_2 besteht. Der kollimierte Strahl legt nun eine Strecke von 20 cm, unter atmosphärischen Bedingungen zurück bevor er wieder fokussiert und auf einen Detektor trifft.

Vor dem Detektor wird ein Chopper-Rad mit verschiedenen schmalbandigen Filtern angebracht. Die Hauptwellenlänge der Filter können z.B. eine Wellenlänge von 2,597 μm für H_2O und für CO_2 bei 4,249 μm haben.

Das Chopper-Rad dreht sich mit einer Geschwindigkeit von 1800 min^{-1} .^[16]

3

GRUNDLAGEN DER ABSORPTIONSSPEKTROSKOPIE

Durchstrahlt man eine Substanz mit einer monochromatischen Lichtquelle entsteht ein sog. Absorptionsspektrum. Die Absorptionsspektroskopie beschäftigt sich damit dieses Spektrum zu analysieren.

Die erforderliche Bandbreite einer schmalbandigen Lichtquelle (z.B eine DBR-Laserdiode) kann dadurch erreicht werden, indem sie zeitlich durchgestimmt wird. Das erhaltene Messsignal wird nun zu einem Absorptionsspektrum zusammengesetzt. [7]

Absorption entsteht dadurch, dass Moleküle bzw. Atome mit den Energiezuständen E_1 und E_2 das Licht mit der Frequenz ν absorbieren können, wenn die Bedingung laut Gleichung (3.1) erfüllt ist. [8]

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (3.1)$$

Das Molekül mit dem Energiezustand E_1 wird durch das absorbierte Photon $h\nu$ in den energetisch höheren Zustand E_2 gebracht [8] und hierdurch werden die Wellenlängen abgeschwächt und das eigentlich Absorptionsspektrum entsteht. [7]

In den nachfolgenden Kapiteln werden die Grundlagen und Gesetzmäßigkeiten zum besseren Verständnis dargestellt.

3.1 LAMBERT-BEER'SCHES GESETZ

Das Lambert-Beer'sche Gesetz beschreibt die Abschwächung der Intensität bei der Durchstrahlung eines Mediums. Dem Gesetz liegt zu Grunde, dass das Photon vom Molekül vollständig absorbiert wird. Die Anzahl der Absorber ändert sich nicht im Grundzustand. Die Intensitätsänderung dI entlang des Weges dx ist proportional zur Intensität am Ort x .

Folgende Gleichungen sind aus Quelle [7] entnommen.

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha \cdot I(x) \quad (3.2)$$

Der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient wird beschrieben durch $\alpha(\nu)$. Der Absorptionsquerschnitt wird durch $\sigma(\nu)$ in m^2 ausgedrückt. N ist die Gesamtteilchenzahl und V das Volumen in m^3 . Teilt man im nächsten Schritt N durch V erhält man die Absorberzahldichte, welche durch N_v in $\frac{\text{Molekl}}{m^3}$ beschrieben wird.

$$\alpha(\nu) = \sigma(\nu) \cdot \frac{N}{V} \quad (3.3)$$

$$\alpha(\nu) = \sigma(\nu) \cdot N_v \quad (3.4)$$

Die Lösung der Differentialgleichung 3.2 ist in Gleichung 3.5 zu sehen. L beschreibt hier die Länge des Absorptionspfades in cm und $I_0(\nu)$ die ursprüngliche wellenlängenabhängige Intensität.

$$I(\nu) = I_0(\nu) \cdot \exp^{-\sigma(\nu) \cdot N_v \cdot L} \quad (3.5)$$

$$I(\nu) = I_0(\nu) \cdot \exp^{-\alpha(\nu) \cdot L} \quad (3.6)$$

Hieraus ergibt sich nach dem Umstellen die Extinktion, die auch OD_e genannt wird.

$$OD_e = -\ln\left(\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}\right) \quad (3.7)$$

$$\text{bzw. } OD_e = \ln\left(\frac{I_0(\nu)}{I(\nu)}\right) \quad (3.8)$$

Des weiteren kann der Absorptionskoeffizient, nach der Umstellung von Gleichung 3.5, wie folgt ermittelt werden.

$$\frac{\ln\left(\frac{I_0(\nu)}{I(\nu)}\right)}{L} = \alpha(\nu) \quad (3.9)$$

3.2 MOLEKÜLABSORPTIONSSPEKTROSKOPIE

In der MolekülabSORPTIONSSPEKTROSKOPIE können durch die verschiedenen Zustände der Moleküle überlappende Absorptionslinien entstehen, auch Banden genannt. Die verschiedenen Molekülzustände sind:

- Schwingungszustände
- Rotationszustände
- Elektronenzustände

Um diese Banden in die einzelnen Übergänge aufzulösen, benötigt man hochauflösende Spektroskopie. Hierdurch kann man die Charakteristik eines Moleküls feststellen und somit eine Gasmatrix analysieren.

Der in Gleichung 3.5 vorgestellte Absorptionsquerschnitt kann in weitere Größen, aufgrund physikalisch-chemischen Bedingungen, aufgeschlüsselt werden. Die Gleichung lautet dann wie folgt [7]:

$$\text{mit } \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\nu - \nu_0) \, d\nu = 1 \quad (3.10)$$

$$\sigma(\nu) = S_{ij}(T) \cdot \phi(\nu - \nu_0) \quad (3.11)$$

$\phi(\nu - \nu_0)$ gibt die normierte Linienfunktion an. Die temperaturabhängige Linienstärke ist gegeben durch $S_{ij}(T)$ und die Linienposition durch ν_0 . Somit definiert sich die Linienstärke zu:

$$S_{ij}(T) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu) \cdot d\nu \quad (3.12)$$

Das Integral der Gleichung 3.12 wird auch als Linienstärke $S_{ij}(T)$, des Übergangs $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$, bezeichnet. [8]

3.2.1 Linienstärke

Charakterisierend für ein Molekül ist unter anderem die Linienstärke, Position und die Linienform. Die genannten Parameter können alle theoretisch berechnet werden. Die Be-

rechnungen sind nur für die einfachsten Moleküle von zufriedenstellender Genauigkeit. Wie in Kapitel 3 beschrieben, kann ein Molekül nach der Absorption des Photons seinen energetischen Zustand wechseln. Mit der kanonischen Zustandssumme lässt sich die Besetzung der Ausgangszustände berechnen. Ausgangszustände sind entsprechend der Boltzmann-Verteilung, welche sich mit der Temperatur ändert, besetzt. Somit ergibt die relative Absorberanzahl N_M , mit dem Energieniveau E_m zur Grundgesamtheit N zu:

$$\frac{N_m}{N} = \frac{g_m \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{k_b T}\right)}{Q(T)} \quad (3.13)$$

Die Entartung E_m wird von g_m beschrieben. Die Grundgesamtheit wird mit der Besetzungswahrscheinlichkeit gewichtet. Daraus ergibt sich:

$$Q(T) = \sum_i g_i \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{k_b T}\right) \quad (3.14)$$

Im Anschluss kann die Zustandssumme in einen rotatorischen, vibronischen und elektronischen Teil zerlegt werden, mit i dem Ausgangsniveau, dem Endzustand j . Aus dem Ausgangs- und Endzustand wird die Differenz gebildet. R_{ij} bildet das Übergangsmatrixelement.

$$S_{ij}(T) = \frac{8\pi^3}{4\pi\epsilon_0 3hc} \cdot \nu_{ij} \cdot \frac{g_i}{Q(T)} \cdot e^{\frac{E_i}{k_b T}} \cdot \left(1 - e^{\frac{h\nu_{ij}}{k_b T}}\right) \cdot \left|R_{ij}\right|^2 \quad (3.15)$$

Für diese Arbeit wird die Linienstärke aus der Hitran-Datenbank[17], bei der Referenztemperatur T_0 in *Kelvin*, entnommen. Weiter kann mithilfe von Berechnungen, bei abweichender Temperatur, die Linienstärke bestimmen. Das ist für diese Arbeit nicht notwendig, da die Temperatur als konstant betrachtet wird. Für genauere Informationen zu diesem Kapitel wird auf die Quelle [7] verwiesen.

3.2.2 Linienposition

Die Linienposition ν_0 wird auch Übergang genannt. Die Übergänge sind ebenfalls in der Hitran-Datenbank hinterlegt. Die Linienpositionen besitzt folgende Einheit [cm^{-1}]. [17]

3.3 VERBREITERUNGSMECHANISMEN

Die Linienform ist abhängig von verschiedenen Einflussgrößen. Diese Größen sind unter anderem die natürlichen Linienform, Stoß-Verbreiterung und die Doppler-Verbreiterung. In den folgenden Abschnitten werden sie näher erläutert.

3.3.1 Linienbreite

Wird ein Atom angeregt, kann diese absorbierte Energie auch wieder abgegeben werden. Dieser Effekt wird als die spontane Emission genannt. Die Emission kann mit einem gedämpften Oszillator beschrieben werden und ist aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation unscharf (siehe Gleichung 3.16).

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (3.16)$$

Mit der Planck-konstante \hbar . ΔE gibt die addierten Unschärfen an, die durch den Übergang zweier angeregter Niveaus $E_k \rightarrow E_j$ entstehen. Die Gleichung lautet wie folgt [9]:

$$\Delta E = \Delta E_j + \Delta E_k \quad (3.17)$$

Das Fouriertransformierte Frequenzbild des gedämpften Oszillators entspricht dem Lorentz-Profil. Die Absorption verhält sich gleich, d.h. die kleinste Linienbreite im Absorptionsspektrum entspricht dem Lorentz-Profil der natürlichen Linienbreite. [7]

3.3.2 Doppler-Verbreiterung

Ein Molekül bzw. ein Teilchen kann bei einer Absorptionsfrequenz ν_0 , Photonen mit gleicher Frequenz absorbieren (siehe Kapitel 3).

Diese Teilchen bzw. Moleküle besitzen immer kinetische Energie, obwohl sie sich in einem ruhenden Gas, welches sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, befinden. Aufgrund der Geschwindigkeitskomponente, die relativ zur Ausbreitungsrichtung der Teilchen ist, führt das dazu, dass das Molekül bzw. Teilchen Photonen mit einer veränderten

Wellenzahl absorbiert.

Daraus folgt, dass es zu einer Blau- bzw. Rotverschiebung kommt. Es gilt für die Abweichung der Absorptionsfrequenz ν_0 und der Relativgeschwindigkeit v_z des Gasteilchens [7]:

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v_z}{c} \right) \quad (3.18)$$

Die Geschwindigkeit der Teilchen lässt sich mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung darstellen. Daraus resultiert, dass die Absorptionslinie sich mit einer Gauss-Funktion beschreiben lässt.

$$g_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\sigma_g} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2 \cdot (\nu - \nu_0)^2}{\sigma_g^2}\right) \quad (3.19)$$

Die Standardabweichung bzw. Linienbreite hängt von der Temperatur T und der absoluten Molekülmasse M in Kg ab. [9]

$$\sigma_g = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{k_b \cdot T}{M}} \quad (3.20)$$

3.3.3 Stoßverbreiterung

Die Stoßverbreiterung beschreibt ein Atom A mit den dazugehörigen Energieniveaus E_j und E_k . Das Atom A nähert sich einem Atom B . Das hat zur Folge, dass die zwei Atome miteinander wechselwirken und somit das Energieniveau von A verschoben wird. Die Energieverschiebung ist abhängig von [9]:

- der Elektronenhülle beider Atome
- dem Abstand R der Schwerpunkte von A und B

Durch einen erhöhten Gasdruck wechselwirken Atom A bzw. die Absorber und Atom B des umgebenden Mediums miteinander. Hierdurch kommt es zur Eigen- bzw. Fremdverbreiterung der Absorptionslinie.

Die Verbreiterung lässt sich mit einem Lorentz-Profil beschreiben.

Das Zustandekommen der Wechselwirkung kann in elastische und inelastische Stöße unterteilt werden.

Bei den elastischen Stößen wird die Schwingungsamplitude nicht geändert, d.h. es findet nur eine Änderung der Phasenlage statt. Aufgrund dessen kann man den inelastischen Stoß auch Phasenstörungsstoß nennen.

Bei inelastischen Stößen verhält es sich genau umgekehrt, d.h. es ändert sich nur die Schwingungsamplitude und nicht die Phasenlage. [7]

Die Stärke und der Typ der Wechselwirkung ist abhängig von:

- der Reichweite der Kräfte
- dem Gasdruck
- dem Ausgangszustand des Absorbers

Das Lorentz-Profil lässt sich beschreiben mit der Linienform $\phi(\nu - \nu_0)$, der Absorberfrequenz bzw. Absorberwellenzahl ν_0 und γ_c , welches die Lorentzbreite (HWHM) beschreibt. Daraus folgt [7]:

$$g_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_c}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma_c^2} \quad (3.21)$$

Wird nun die Luft betrachtet, in der die Messungen durchgeführt werden, stellt man fest, dass es sich hierbei um eine komplexe Gasmischung handelt. Für diese komplexe Gasmatrix gibt es keine genaue Lösung d.h. für die Berechnung der Lorentzbreite γ_c besteht nur eine Näherung, die wie folgt lautet:

$$\gamma_c(p, T) = \sum_i p_i \cdot \gamma_i^0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n_i} \quad (3.22)$$

Die Verbreiterungskoeffizienten γ_i^0 werden mit den dazugehörigen Partialdrücken p_i gewichtet und aufsummiert. Der Temperaturexponent n_i sowie die Verbreiterungskoeffizienten können aus Tabellen bzw. aus der Hitran-Datenbank [17] entnommen werden.

Die Gleichung (3.22) lässt sich vereinfachen zu:

$$\gamma_c(p, T) = (p_{eigen} \cdot \gamma_{eigen}^0 + p_{fremd} \cdot \gamma_{fremd}^0) \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n_i} \quad (3.23)$$

3.3.4 Voigt-Profil

Wie schon in Kapitel 3.3 erwähnt, ist die Linienform abhängig von Verbreiterungsmechanismen, wie dem Doppler-Effekt, die Stoßverbreiterung und die natürliche Linienbreite. Diese Mechanismen können nun isoliert betrachtet werden oder zusammen als Faltung aus dem Gauß- und Lorentz-Profil. [20] Es bedeutet, dass das Voigt-Profil, die für ein Flugzeug relevanten Umweltbedingungen, mit einbezieht.

In dieser Arbeit wird wie bereits erwähnt, die Temperatur als konstant angenommen und der Druck variiert zwischen ca. 40 hPa und 1013 hPa. Der Druckbereich wurde so gewählt, dass er den atmosphärischen Bedingungen, die auf ein herkömmliches Flugzeug wirken, entspricht.

Das Voigt-Profil wird mathematisch wie folgt beschrieben [7]:

$$\text{mit } \bar{\nu} = \nu - \nu_0 \quad (3.24)$$

$$g_{\text{voigt}}(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} g_L(\nu') g_D(\bar{\nu} - \nu') d\nu' \quad (3.25)$$

Das Voigt-Profil ist auf eins normiert, dessen Fläche die Absorption darstellt. Anschließend wird das Voigt-Profil mit der Standardabweichung σ_{Gauss} und der Halbwertsbreite γ_{Lorentz} definiert. Es gibt, wie schon erwähnt, keine analytische Lösung für das Faltungsintegral. Doch es besteht eine ausreichende Näherung mit dem Realteil der Faddeeva-Funktion, mit $\omega(z)$.

Es ergibt sich folgende Funktion, die auch in dieser Arbeit zur Auswertung verwendet wurde, zu [10]:

$$\text{mit } z = \frac{x + i\gamma_c}{\sigma_g \sqrt{2}} \quad (3.26)$$

$$V(x, \sigma_g, \gamma_c) = \frac{\text{Re}[\omega(z)]}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \quad (3.27)$$

Nach der Anpassung des Voigt-Profils, kann anhand der Amplitude die Absorptionslinienfläche A in $\frac{1}{\text{cm}^{-2}}$ bestimmt werden.[6]

$$I(\nu) = I_0(\nu) \cdot \exp^{A \cdot N_v \cdot g(\nu - \nu_0)} \quad (3.28)$$

3.4 CURVE-FIT

In den Experimenten werden Daten gesammelt, die ausgewertet werden müssen. Hierfür wird eine Funktion definiert, die an die gewünschten Daten anpasst wird.

Die sog. "Curve-Fit" Methode wird in Spyder (Python3.7) implementiert. Sie sucht für die anzupassende Funktion die optimalen Parameter, so dass die Summe der quadrierten Residuen minimiert wird. Der "Curve-Fit" Befehl verwendet für die Optimierung der Parameter die Methode der kleinsten Quadrate oder auch "Least-Square-Method" genannt [1].

Das Voigt-Profil (siehe Gleichung (3.27)) wird mit dem Paket „scipy.special.wofz“ [2] und dem Paket „scipy.optimize.curve_fit“ [1], aus der „Scipy V1.2.1“ Bibliothek implementiert.

3.5 LUFTFEUCHTIGKEIT

Der Begriff Luftfeuchtigkeit beschreibt die Mischung aus trockener Luft und Wasser. Wird Wasser gasförmig, spricht man von Wasserdampf. [5] Die relative Luftfeuchtigkeit, die es zu ermitteln gilt, wird durch folgende Gleichungen beschrieben. [13]

Für den Sättigungsdampfdruck von H_2O gilt:

$$p_{H_2O} = p_0 \cdot \exp\left(\frac{a \cdot (T - 273,16 \text{ K})}{T - b}\right) \quad (3.29)$$

Die Koeffizienten haben folgende Werte mit $p_0 = 6,1078 \text{ hPa}$, $a = 17,2693882$, $b = 35,86$. Der Dampfdruck wird in hPa angegeben. Der Partialdruck von Wasserdampf lässt sich nun bestimmen mit:

$$p_{\text{partial}} = \frac{r_{\text{humid}}}{100} \cdot p_{H_2O} \quad (3.30)$$

Im nächsten Schritt wird der Partialdruck mithilfe der ermittelten Konzentration c_{H_2O} bestimmt. Gleichung (4.6) wird umgestellt nach:

$$c_{H_2O} \cdot p_{\text{total}} = -\frac{k_b \cdot T}{S_{ij}(T) \cdot L} \int \ln\left(\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}\right) \frac{d\nu}{dt} dt \quad (3.31)$$

Die relative Luftfeuchtigkeit kann ermittelt werden indem man den Partialdruck $c_{H_2O} \cdot p_{total}$, welcher in den Messungen bestimmt wird, ins Verhältnis setzt zum Sättigungsdampfdruck p_{H_2O} bei einer Temperatur T und einer relativen Luftfeuchtigkeit $r_{humid} = 100 \%$ setzt.

$$rh = \frac{c \cdot p}{p_{H_2O}} \cdot 100 \quad (3.32)$$

4

DURCHSTIMMBARE LASER-ABSORPTIONSSPEKTROSKOPIE

Bei der Durchstimmbaren Laser-Absorptionsspektroskopie ([TDLAS](#)) wird ein Dioden Laser verwendet, dessen Wellenlänge bzw. Frequenz durch das abstimmen von folgenden Parametern verändert wird:

- Stromstärke
- Temperatur

Dieses Messprinzip ist berührungslos und zerstörungsfrei das bedeutet, dass das zu messende Material keinerlei Beschädigung erfährt.

Doch zwischen den Spektrometern gibt es Unterschiede. Sie unterscheiden sich darin ob sie Kalibriert werden müssen in der Modulationsart und des optischen Pfades. In dieser Arbeit wird die kalibrierungsfreie [TDLAS](#) Methode behandelt. [7]

4.1 AUFBAU DES TDLAS-SYSTEMS

Das [TDLAS](#) System besteht im Allgemeinen aus:

- einer Laserdiode
- einer Photodiode
- einem Laserdiodentreiber
- einem PC
- einem Oszilloskop bzw. Funktionsgenerator
- Sensoren zur Bestimmung von Druck und Temperatur

Die Laserdiode dient als Lichtquelle. Der Strom der Laserdiode wird mit einem Funktionsgenerator moduliert. In diesem Fall wird ein Oszilloskop verwendet und der Laserdiodentreiber regelt die Temperatur. Die Photodiode empfängt das Licht wandelt es in ein

Spannungssignal um. Das Signal wird vom PC erfasst und nochmals umgewandelt damit es zum Auswertungsprozess bereitsteht. [7]

Die Sensoren spielen eine wichtige Rolle, vor allem beim Erfassen der relativen Luftfeuchtigkeit. Hiermit wird ein Referenzwert ermittelt um die errechnete relative Luftfeuchtigkeit (Absorptionsspektroskopie) gegenzuprüfen.

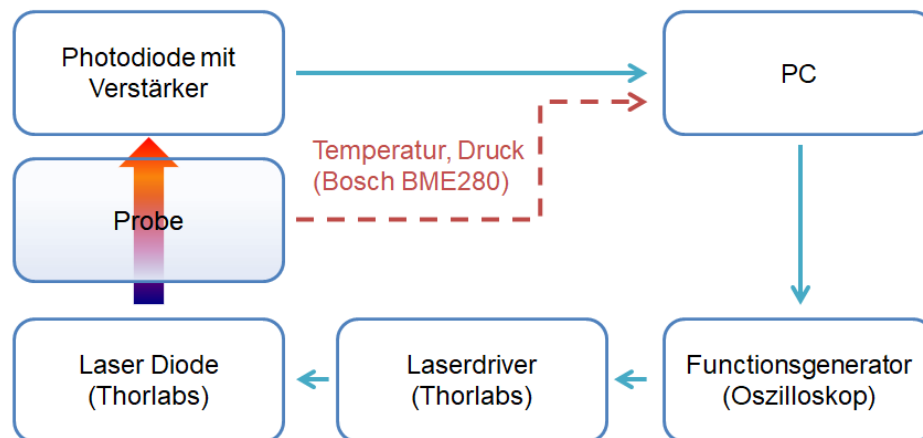


Abbildung 4.1: Aufbau des TDLAS Systems mit dem Oszilloskop, Laserdriver, der Laserdiode, der Photodiode und dem PC. Die Sensoren sind notwendig zur Ermittlung der relativen Luftfeuchtigkeit der Probe.

4.2 MODULATIONSART VON SPEKTROMETERN

Der Laserdiodenstrom kann moduliert werden. Die Modulation hat Auswirkung auf die Wellenlänge des Diodenlasers. Es wird für die Modulation des Laserdiodenstroms ein Dreieckssignal gewählt, welches periodisch wiederholt wird. Die Spannung einer Rampe beträgt für den Freistrahlsversuch $2V_{pp}$ und für die Messung in der Messzelle $4V_{pp}$. Zum besseren Verständnis, V_{pp} bedeutet „Volt Peak to Peak“, d.h. es gibt die Spannung von der unteren bis zur oberen Spitze des Signals an. Die Frequenz bei beiden Versuchen beträgt 1KHz . In Abbildung 4.2 ist eine Dreiecksmodulation beispielhaft dargestellt.

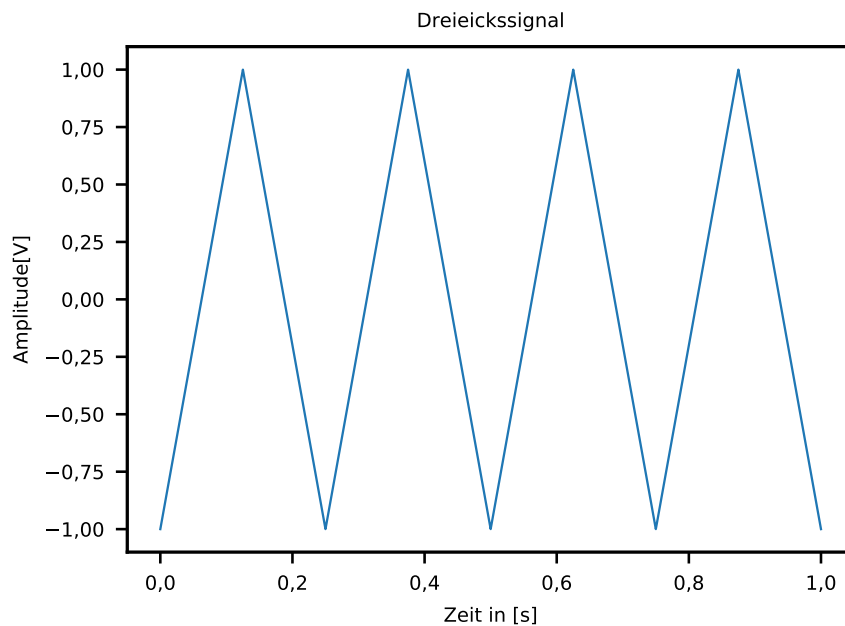


Abbildung 4.2: Dreiecksmodulation mit $2V_{pp}$, welche vom Oszilloskop generiert wird.

4.3 KALIBRIERUNGSFREIE TDLAS

Kalibrierungsfreie TDLAS auch „cal-free-TDLAS“ genannt bedeutet, dass der Messwert durch zugrundeliegender physikalischer Gesetzte ermittelt wird. Diese Spektroskopie Methode ist vielfältig einsetzbar wie z.B. in [18] vorgestellt, um in einer Verbrennungsumgebung die Konzentration chemischer Stoffe oder das Mischungsverhältnis zwischen Kraftstoff und Sauerstoff zu bestimmen. Hier wird die "cal-free dTDLAS" Methode verwendet.

"dTDLAS" ist die Abkürzung für "direct TDLAS". Hier wird das Signal nach dem Durchqueren von z.B. einer Messzelle oder auch einer Open-Path-Messung, unverändert für die Auswertung genutzt. [7]

Für die kalibrierungsfreie Methode werden die folgenden Gleichungen benötigt.

Die Gleichung 3.5 lässt sich umformen zu [7]:

mit N_v der Absorberzahldichte des zu untersuchenden Gases in $\frac{\text{Molekl}}{m^3}$, L ist die Länge des Absorptionspfades in cm , die Linienstärke $S_{ij}(T)$ in $\frac{cm^{-1}}{\text{Molekl} \cdot cm^{-2}}$, $I_0(\nu)$ die Basislinie und $I(\nu)$ dem Absorptionssignal. c_{H_2O} ist die normierte Konzentration in $ppmv$.

$$N_v = -\frac{1}{S_{ij}(T) \cdot L} \int \ln\left(\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}\right) d\nu \quad (4.1)$$

Im nächsten Schritt wird die volumenbasierte Konzentration c_{H_2O} und die ideale Gasgleichung benötigt. Mit N der Gesamtteilchenzahl, k_b der Boltzmann-Konstante mit $3.16 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$, T der Temperatur in *Kelvin*, dem Gesamtvolumen V in m^3 und dem Gasdruck p_{total} in hPa . Der Druck p_{total} ist der Umgebungsdruck, bei der die Messung stattfindet.

$$c_{H_2O} = \frac{N_v \cdot V}{N} \quad (4.2)$$

$$N \cdot k_b \cdot T = p_{total} \cdot V \quad (4.3)$$

Die Gleichung 4.3 wird umgestellt nach N und eingesetzt in 4.2. Daraus folgt:

$$c_{H_2O} = \frac{N_v \cdot k_b \cdot T}{p_{total}} \quad (4.4)$$

$$N_v = \frac{c_{H_2O} \cdot p_{total}}{k_b \cdot T} \quad (4.5)$$

Im letzten Schritt kann man nun die Gleichung 4.5 in Gleichung 4.1 einsetzen und erhält somit die folgende Gleichung, mit c_{H_2O} in $ppmv$:

$$c_{H_2O} = -\frac{k_b \cdot T}{S_{ij}(T) \cdot L \cdot p_{total}} \int \ln\left(\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}\right) d\nu \quad (4.6)$$

Weiterhin ist es wichtig das Abstimmverhalten des System zu kennen.[7] Es wird im Kapitel 8 mithilfe des Fabry-Perot-Interferometer ermittelt und näher erklärt.

$$c_{H_2O} = -\frac{k_b \cdot T}{S_{ij}(T) \cdot L \cdot p_{total}} \int \ln\left(\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}\right) \frac{d\nu}{dt} dt \quad (4.7)$$

Die zweite Möglichkeit ist die, dass über den Absorptionskoeffizient integriert wird. Hierfür wird die Gleichung 3.5 nach $\alpha(\nu)$ umgestellt und kann in die Gleichung (4.7) eingesetzt werden.

$$\text{mit } \alpha(\nu) = -\sigma(\nu) \cdot N_\nu \quad (4.8)$$

$$I(\nu) = I_0(\nu) \cdot \exp^{-\sigma(\nu) \cdot N_\nu \cdot L} \quad (4.9)$$

$$\ln\left(\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}\right) = -\sigma(\nu) \cdot N_\nu \cdot L \quad (4.10)$$

$$\frac{\ln\left(\frac{I_0(\nu)}{I(\nu)}\right)}{L} = \sigma(\nu) \cdot N_\nu \quad (4.11)$$

Das in dem Integral stehende L kann nun vor das Integral gezogen werden und kürzt sich somit raus. Die Gleichung lautet dann wie folgt:

$$c_{H_2O} = \frac{k_b \cdot T}{S_{ij}(T) \cdot p_{total}} \int \sigma(\nu) \cdot N_\nu \frac{d\nu}{dt} dt \quad (4.12)$$

5

KOMPONENTEN

Für die erfolgreiche Durchführung der Experimente werden verschieden Komponenten benötigt. Ein wichtiges Bestandteil aller Experimente ist die Laserdiode und die Messzelle. In der Messzelle kann die Luftfeuchtigkeit und der Druck variiert werden damit verschiedene Messbedingungen geschaffen werden können. Des weiteren ist die schmalbandige Lichtquelle, die für die hochauflösende Absorptionsspektroskopie benötigt wird.

Die verschiedenen Bestandteile werden den folgenden Unterkapiteln vorgestellt.

5.1 DISTRIBUTED BRAGG REFLECTOR

Der Distributed Bragg Reflector ist ein schmalbandiger halbleiter Laser, der in vielen Gebieten Anwendung findet.

Die DBR-Laserdiode bietet gegenüber den Festkörperlasern folgende Vorteile:

- bei DBR Dioden wird ein sog. Bragg-Gitter verwendet
- der Laser ist im Vergleich zu einer DFB-Diode weniger anfällig auf optische Rückkopplungen

Jedoch ist ein großer Nachteil der DBR-Laser-Diode, dass sie unter Modensprüngen leidet. [22] Dieses Verhalten zeigt sich in den späteren Auswertungen.

Für diese Arbeit wird die DBR828PN-Laserdiode von Thorlabs [23] verwendet. Sie hat eine zentrale Wellenlänge von $\lambda_c = 828 \text{ nm}$ und einen Abstimmbereich von 826 nm bis 830 nm . In Bild 5.1 ist die Laserdiode dargestellt. Das Datenblatt befindet sich im Anhang A.1.

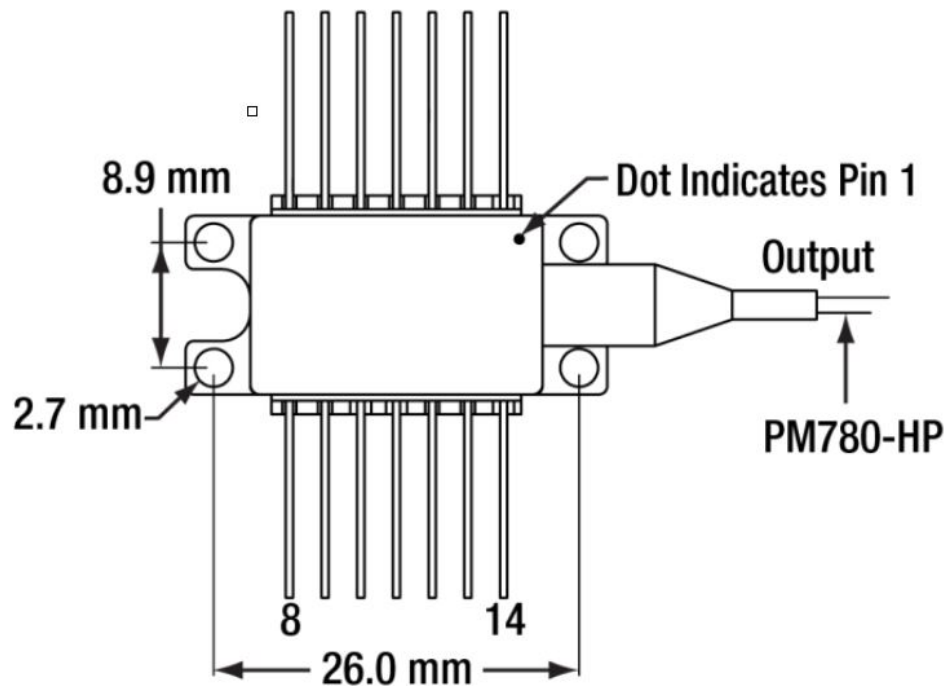


Abbildung 5.1: DBR828PN-Laserdiode von Thorlabs mit einer zentralen Wellenlänge von 828 nm .
[23]

5.2 GASZELLE

Die Luftfeuchtigkeit wird in der Gaszelle "IR-Cell Compact" (siehe Abbildung 5.3) gemessen. Die Zelle ermöglicht lange Absorptionswege bei einer kompakten Auslegung. Das Hauptaugenmerk liegt bei dieser Größe auf dem Verhältnis von Weglänge zu Volumen. Die Zelle wird aus einem soliden Stück gefertigt. Innerhalb der Zelle befindet sich ein reflektierender Ring, der ebenfalls aus einem soliden Stück Kupfer gefertigt wird. Weiter ist der Ring mit einer dünnen Schicht Gold, von wenigen nm , überzogen. Die Beschichtung dient zur Verbesserung der Reflexivität. Vorteile der Zelle sind:

- es wird keine Vorjustierung benötigt
- die Zelle ist resistent gegenüber Wärmeausdehnung
- resistent gegenüber Vibrationen

Tritt ein Strahl in die Zelle ein, entspricht es dem Profil, welches durch die Reflektionen entsteht, einem sternähnlichen Muster. Die Pfadlänge des Musters ist 3,48 m lang.

An der Zelle sind Öffnungen angebracht, um das Evakuieren oder hinzugeben eines Messgases zu gewährleisten. [14]

Im Anhang A.2 befindet sich das Datenblatt zu dieser Zelle. [12]

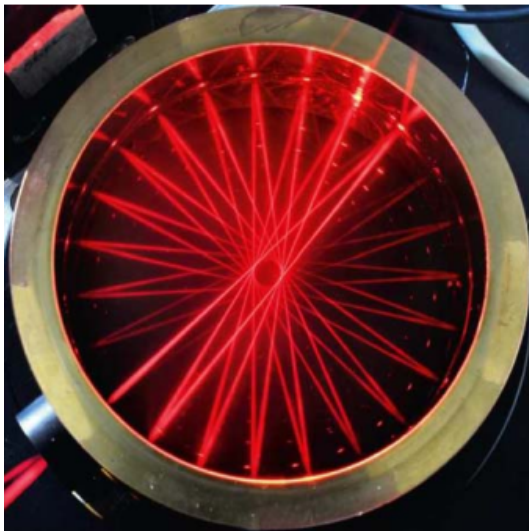


Abbildung 5.2: Das durch Reflektion entstehende Sternmuster. [14]

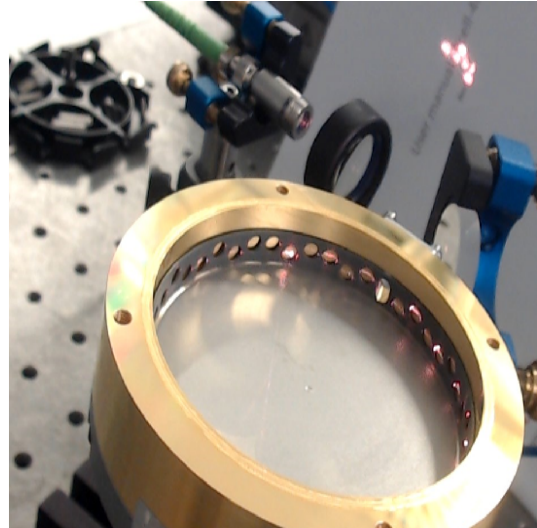


Abbildung 5.3: Gaszelle von IRsweep, welche für den Versuch verwendet wird.

5.3 SENSOREN

Die Luftfeuchtigkeit wird in der im Kapitel 5.2 erwähnten Gaszelle gemessen. Um die errechnete relative Luftfeuchtigkeit und deren Richtigkeit bestätigen zu können, benötigt man einen Referenzwert. Der Referenzwert wird von einem dafür geeigneten Sensor gemessen. Das gleiche Prinzip muss auch für den Sensor selbst angewendet werden. Daraus folgt, dass zwei Sensoren in der Messumgebung angebracht werden. Hierdurch kann der gemessene Wert von z.B. Sensor eins mit dem Wert des Sensors zwei geprüft werden und somit wird die gemessene relative Luftfeuchtigkeit bestätigt.

Es werden zwei Sensoren des Typs "BME 280 von Bosch verwendet. Der Bosch BME 280 kann folgende Parameter Messen:

- die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$
- den Druck in hPa
- die relative Luftfeuchtigkeit

Die zwei Sensoren werden auf einer Leiterplatte montiert und in der Gaszelle (siehe Kapitel 5.2) angebracht. Aufgrund des Platzmangels innerhalb der Zelle sind die Dimensionen der Leiterplatte sehr klein gewählt ($15\text{ mm} \times 7,5\text{ mm} \times 3\text{ mm}$).

Der Bosch Sensor kann entweder mit I2C oder SPI mit dem Master kommunizieren. Der „Master“ ist in dem Fall ein Arduino-UNO und die Sensoren werden als „Slaves“ bezeichnet. Daraus folgt, dass bei der hier verwendeten I2C-Schnittstelle, nur der „Master“ kann den „Slave“ ansprechen und nicht umgekehrt. Damit eine Kommunikation stattfinden kann übernimmt der „Master“ den Bus und erteilt gleichzeitig den Sensoren die Adresse.[3] Die Sensoren haben die zwei Adressen $0x77$ und $0x76$. Die Serial Clock (SCK) beider Sensoren wird beim Arduino am gleichen Input Pin angebracht. Dasselbe gilt für den Serial Data In PIN (SDI) oder auch Master Out Slave IN Pin (MOSI) genannt. Hier sendet der Master Daten an den Slave.

Am Sensor zwei wird der Serial Data Out Pin mit der Masse des Arduinos angeschlossen. Der Pin wird an die Masse angeschlossen damit eine Adresse vergeben wird, in diesem Fall ist es die Adresse $0x76$. [4] In Abbildung 5.4 ist der erste Testaufbau zu sehen, in diesem Fall kann V_{in} beider Sensoren an dem 5V Pin angeschlossen werden.

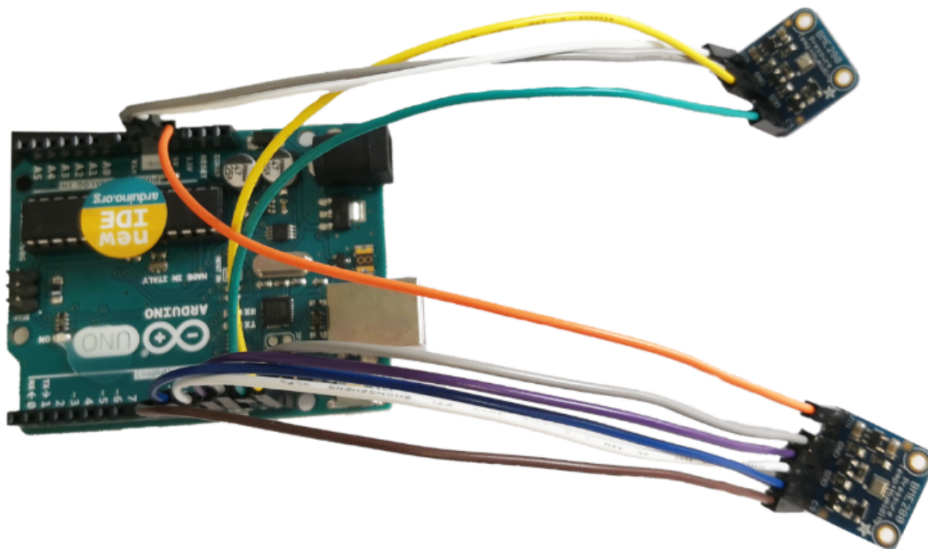


Abbildung 5.4: Testaufbau mit den zwei Bosch BME280 Sensoren.

In Abbildung 5.5 ist der endgültige Aufbau bzw. Leiterplattendesign zu sehen. Hierfür wird ein "Feather Mo" verwendet der eine Versorgungsspannung von $3,3\text{V}$, da die Sensoren nur für $3,3\text{V}$ ausgelegt sind.

Für den Anschluss eines Sensors oder auch zwei kann die gleiche Library verwendet werden. In diesem Fall wird die `cactus.io BME280_I2C-Library` verwendet. Aufgrund dessen müssen, wie schon erwähnt, beide Sensoren eine eigene Adresse haben. [4]

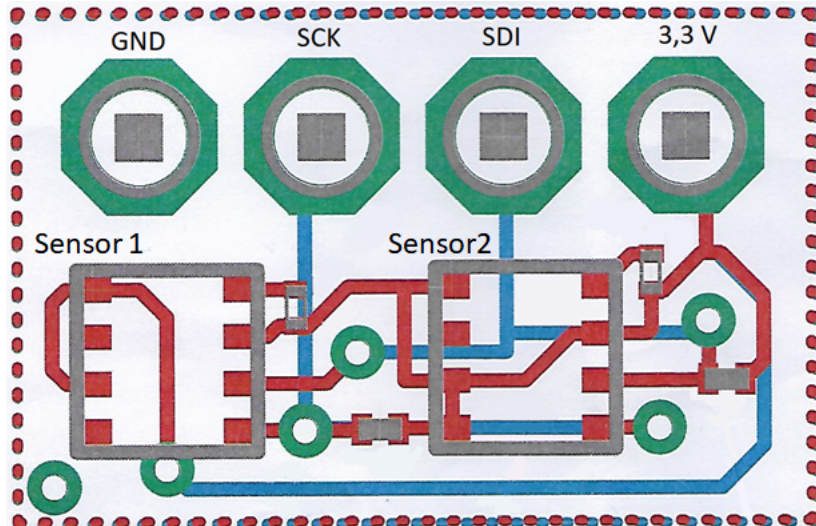


Abbildung 5.5: Leiterplattenlayout mit den zwei Bosch BME280 Sensoren

6

CHARAKTERISIERUNG UND AUSWAHL DER ABSORPTIONSLINIE

In diesem Kapitel wird die Vorgehensweise beschrieben, welche nötig ist um die Absortionslinie, die spektroskopiert werden soll, zu finden. Des weiteren wird auf die Charakterisierung der Diode näher eingegangen, welche für den erfolgreichen Ablauf der kommenden Versuche von Bedeutung ist.

6.1 CHARAKTERISIERUNG DER DIODE

Die in Kapitel 5.1 vorgestellte Diode muss zur Sicherheit erneut charakterisiert werden. Das bedeutet, dass die Werte aus dem dazugehörigen Datenblatt auf ihre Richtigkeit überprüft werden.

Von großem Interesse ist die emittierte Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen und Stromstärken. Der Grund hierfür ist, dass eine Absorptionslinie bei einer bestimmten Wellenlänge ermittelt wird und man die genauen Parameter der emittierten Wellenlänge bzw. Wellenzahl kennen muss.

Die Messung wird mit einem OSA (Kzf. für Optical Spectrum Analyzer) durchgeführt. Der OSA wird als erstes kalibriert und anschließend wird die Laserdiode daran angeschlossen. Des weiteren ist es wichtig, dass nur die Vakuumwellenlängen gemessen werden. In Abbildung 6.1 ist die Charakterisierung der Diode dargestellt.

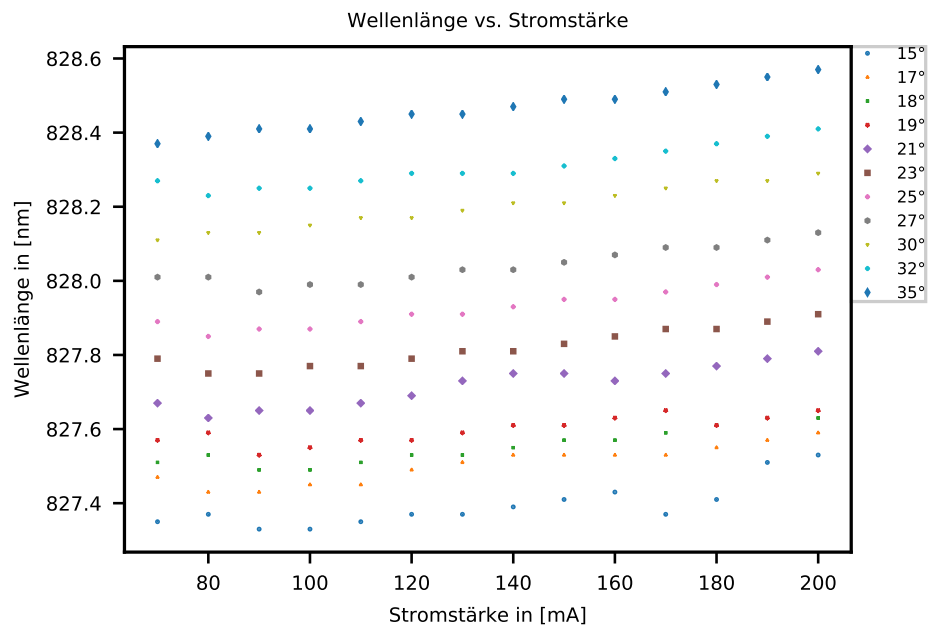


Abbildung 6.1: Charakterisierung der Laserdiode DBR828PN durch die Änderung der Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ und Stromstärke I_{Strom} in mA . Somit wird die emittierte Wellenlänge bei verschiedenen Parametern ermittelt.

Anschließend kann der Druchstimbereich der Laserdiode festgestellt werden. Der Strom der Laserdiode (100 mA) wird mit dem Dreieckssignal des Oszilloskops (beispielhafte Darstellung siehe Abbildung 4.2) moduliert. Das bedeutet, dass bei $2V_{pp}$ bei dem unteren Peak 80 mA und bei dem oberen Peak 120 mA an der Diode anliegen. In den Tabellen 6.1 und 6.2 ist die erzielbare Reichweite mit der jeweiligen Modulationsspannung dargestellt.

$2V_{pp}$			
mA	80	100	120
λ in nm	827,630	827,650	827,690

Tabelle 6.1: Abstimmbereich mit $2V_{pp}$ Modulation

$4V_{PP}$			
mA	60	100	140
λ in nm	827,550	827,650	827,750

Tabelle 6.2: Abstimmbereich mit $4V_{PP}$ Modulation

6.2 AUSWAHL DER ABSORPTIONSLINIE

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, wird das System zur Luftfeuchtheitsmessung in eine andere Apparatur mit eingebunden. Dadurch ist die Auswahlmöglichkeit, der infrage kommende Absorptionslinien, stark eingeschränkt.

Im nächsten Schritt wird mit Hilfe der [HiTran](#)-Datenbank eine Simulation durchgeführt. In dieser Simulation wird der Abstimmbereich der Laserdiode von Wellenlänge nm in Wellenzahl cm^{-1} umgerechnet. Daraus folgt:

$$\bar{\nu}_{Wellenzahl} = 1/\lambda \quad (6.1)$$

$$\bar{\nu}_{Wellenzahl} = 1/826 \times 10^{-7} cm = 12106,53753 \text{ } cm^{-1} \quad (6.2)$$

$$\bar{\nu}_{Wellenzahl} = 1/830 \times 10^{-7} cm = 12048,19277 \text{ } cm^{-1} \quad (6.3)$$

Es werden weitere Parameter benötigt wie der Druck. Die Voreinstellung liegt bei $1bar$ und für die Temperatur werden $296 \text{ } K$ als konstant betrachtet. Weitaus wichtiger ist die Auswahl des Gasgemischs. In unserem Fall wird nur die Umgebungsluft als Gasgemisch ausgewählt, welche aus mehreren Gasen besteht. Die folgenden Gasarten sind in der Umgebungsluft enthalten:

Mischungsverhältnis der Gase in %		
Gase	Sommer	Winter
H_2O	1.860000	0.432000
CO_2	0.033000	0.033000
O_3	0.000003	0.000003
N_2O	0.000032	0.000032
CO	0.000015	0.000015
CH_4	0.000170	0.000170
O_2	20.900001	20.900001
N_2	77.206000	78.634779

Tabelle 6.3: Das Mischungsverhältnis der Gase, die in der Luft enthalten sind. [17]

Der Unterschied zwischen den Gasmischungen Sommer und Winter besteht darin, dass der Wassergehalt in der Luft im Sommer höher ist als im Winter.

Es wurde die Linie bei $827,663 \text{ nm}$ gewählt aus folgenden Gründen:

- der wirkliche Abstimmbereich der Diode (siehe Kapitel 6.1)
- die Linie besitzt die höchste Absorption in dem Abstimmbereich der Diode

Damit man nun die zentrale Wellenlänge von $827,663 \text{ nm}$ erreicht, benötigt man die genaue Temperatur und Stromstärke. In Abbildung 6.1 können die erforderlichen Parameter abgelesen werden ($T = 21^\circ \text{ C}$, $I = 100 \text{ mA}$).

In Abbildung 6.2 ist die Simulation der Linie zu sehen. Es werden der Absorptionskoeffizient, Absorption in % und die Transmission in %, für eine relative Luftfeuchtigkeit von 100 % und 40 %, bei einer Pfadlänge von 348 cm , dargestellt. Die Länge entspricht der Pfadlänge innerhalb der Gaszelle.

In dieser Abbildung ist gut zu erkennen, dass mit steigender Luftfeuchtigkeit die Absorption zunimmt. Das heißt, es befinden sich bei einer höheren Luftfeuchtigkeit mehr Absorber (Wassermoleküle) in der zu messenden Gasmischung.

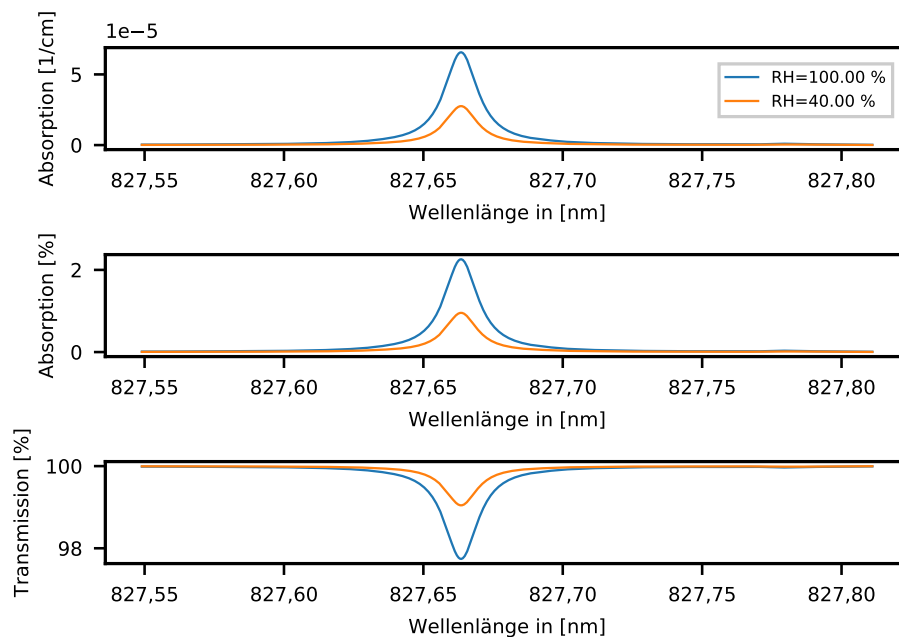


Abbildung 6.2: Simulation der gewählten Absorptionslinie mit den Daten aus der HiTran-Datenbank [17]. In der Darstellung wird der Absorptionskoeffizient in cm^{-1} , in % und die Transmission, bei einer Luftfeuchtigkeit von 100 % und 40 %, dargestellt. Weiter ist in dieser Simulation der ausgewählte Abstimmbereich zu sehen, der durch die Laserdiode in der Praxis umgesetzt wird.

7

ERSTES

EXPERIMENT/FREISTRAHLVERSUCH

In diesem Kapitel wird der Freistrahlsversuch, dessen Aufbau, Auswertung und Ergebnisse vorgestellt. Das Experiment wurde durchgeführt um die gewählte Linie aus Kapitel 6.2 in der Praxis zu finden und auszuwerten. Weiterhin werden die gesammelten Ergebnisse und auch Erkenntnisse erläutert, um die Auswertung in dem danach folgenden Experiment umzusetzen und zu Verbessern.

7.1 AUFBAU

Die in Kapitel 6.2 ausgewählte Linie soll nun auch in der Realität spektroskopiert werden. Hierfür wird ein Versuch aufgebaut, dessen Pfadlänge flexibel gestaltet ist.

Der Strom der Diode wird moduliert, bzw. „gesweept“ d.h. die emittierte Wellenlänge ändert sich über einen bestimmten Bereich wie z.B. von $827,90\text{ nm} \rightarrow 828,03\text{ nm} \rightarrow 828,16\text{ nm}$. In diesem Beispiel ist die zentrale Wellenlänge $828,03\text{ nm}$, welche vorher eingestellt wird. Für das Durchstimmen bzw. „sweepen“ der Diode wird ein Oszilloskop mit einer Dreiecksmodulation $2V_{pp}$ verwendet. Die Einstellungen des Oszilloskops können in Kapitel 4.2 nachgelesen werden.

Die benötigte Pfadlänge oder Absorptionsstrecke wird durch Spiegel mit einer hohen Reflektivität erreicht, indem sie den Lichtstrahl reflektieren und am Ende des Pfades auf eine Fotodetektor leiten. Die detailliertere Erklärung des Grundaufbaus eines TDLAS-System kann in Kapitel 4.1 nachgeschlagen werden. In diesem frühen Stadium des Aufbaus bzw. Experiments dient das Oszilloskop auch zur Darstellung der Absorption d.h. das Ausgangssignal der Fotodiode wird direkt eingespeist.

In Abbildung 7.1 ist der Aufbau, mit einer variablen Pfadlänge, schematisch dargestellt.

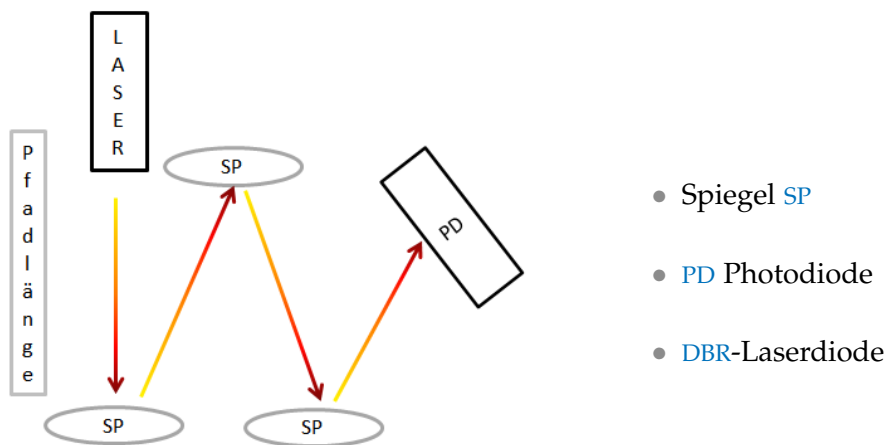


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau des ersten Experiments.

7.2 DURCHFÜHRUNG

In diesem ersten Versuch beträgt die Pfadlänge $\approx 11,80 \text{ m}$. Diese Pfadlänge wurde so gewählt, dass eine genügend lange Absorptionsstrecke vorhanden ist. Größere Strecken können nicht erreicht werden, da aufgrund der Dimensionen der Messumgebung, der Pfadlänge Grenzen gesetzt sind. Die Temperatur und Stromstärke der Diode wird noch manuell durchgestimmt. Durch die Charakterisierung der Laserdiode (siehe Kapitel 6.1) sind die emittierten Wellenlängen bei den verschiedenen Parametern bekannt. Bei einer Gesamtlänge von $11,80 \text{ m}$ kann nun im Signal ein Intensitätsabfall bzw. Absorption beobachtet werden (siehe Abbildung 7.2). Somit sind die Parameter definiert mit einer Temperatur von 21°C und der Stromstärke von 100 mA .

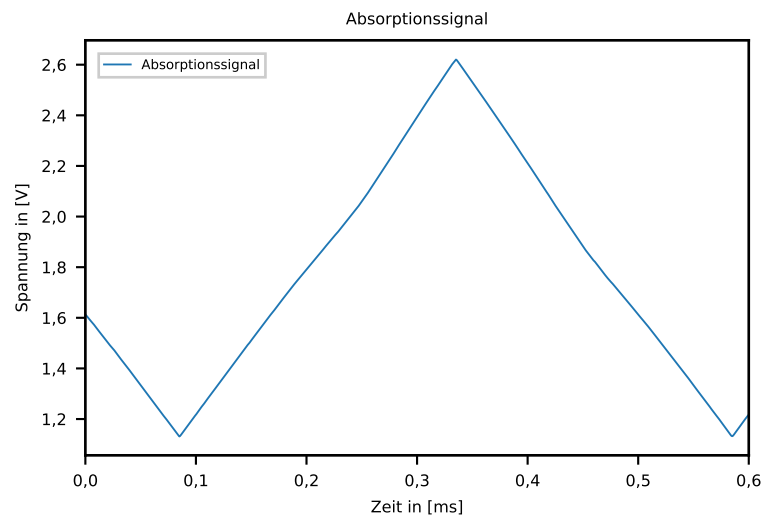


Abbildung 7.2: Empfangenes und dargestelltes Signal mit Absorptionssignal.

Im nächsten Schritt wird der Ausgang der Fotodiode, sowie der Triggenerausgang des Oszilloskops an die AD-Link Karte angeschlossen. Die AD-Link Karte wandelt analoge Signale in digitale um. Durch diese Umwandlung ist es möglich, die Daten am Computer bzw. mit einem Auswertungsprogramm zu verarbeiten.

Daraus folgt, dass die Messung nochmals durchgeführt wird. Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei diesem Experiment um einen Freistrahlsversuch. Das bedeutet, dass die Umgebungsluft (siehe Tabelle 6.3) im Labor spektroskopiert wird, mit folgenden Parametern:

- Relative Luftfeuchtigkeit beträgt 43 %
- Die Raumtemperatur liegt bei 297 K bzw. 24°C
- Der Druck liegt bei 956 hPa bzw. 956 hPa

Die Luftfeuchtigkeit und Temperatur werden mithilfe eines haushaltsüblichen Hygrometer bestimmt. Der Druck wurde für den Ort Stuttgart-Vaihingen ($\approx 500 \text{ m m. ü. NHN}$) mit der Barometrischen Höhenformel bestimmt. Die Formel lautet wie folgt [14]:

$$p = p_0 \cdot \exp\left(\frac{-g \cdot z}{R \cdot T}\right) \quad (7.1)$$

Mit $g = 9,81 \text{ ms}^{-2}$, $R = 287 \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{K}^{-1}$. Des weiteren ist $p_0 = 1013,25 \text{ hPa}$ Wetterabhängig, $T = 297 \text{ K}$ und z mit 500 m . Nach dem Einsetzen in die Gleichung (7.1) erhält man folgendes Ergebnis für:

$$p_{\text{total}} = 956,6171 \text{ hPa} \approx 956 \text{ hPa} \quad (7.2)$$

7.3 AUSWERTUNG

In dem ersten Versuch wurden Daten gesammelt. Die Daten müssen bearbeitet werden, um die H_2O Konzentration bzw. die relative Luftfeuchtigkeit berechnen zu können. Das Ergebnis wird mit den im Kapitel 3 vorgestellten theoretischen Grundlagen ermittelt. Alle Auswertungsmethoden werden in Spyder (Python 3.7) implementiert und durchgeführt.

Das Absorptionssignal befindet sich auf den Flanken des Dreieckssignal. Das Signal ist gestört von sog. Taktzittern (engl. Jitter). Dieser Effekt ist in der Signalübertragung unerwünscht und wird durch einen Tiefpassfilter mit der Cut-Off-Frequenz von 0,01 GHz gefiltert.

An dem gefilterten Signal wird nun die Basislinie $I_0(\nu)$ an das Signal $I(\nu)$ angepasst. Die Basislinie stellt das Signal dar ohne jegliche Absorption d.h. mit 100 % Transmission. Für die Auswertung der Konzentration wird die Gleichung 4.6 verwendet. Hier wird über die Extinktion bzw. ODE integriert. Das hat zur Folge, dass eine obere und untere Grenze festgelegt werden muss. Innerhalb dieser Grenzen befindet sich das Absorptionssignal. Für die weitere Auswertung wird die Aufsteigende Flanke des Signals gewählt. Die Darstellung der oben genannten Schritte ist in Abbildung 7.3 zu sehen.

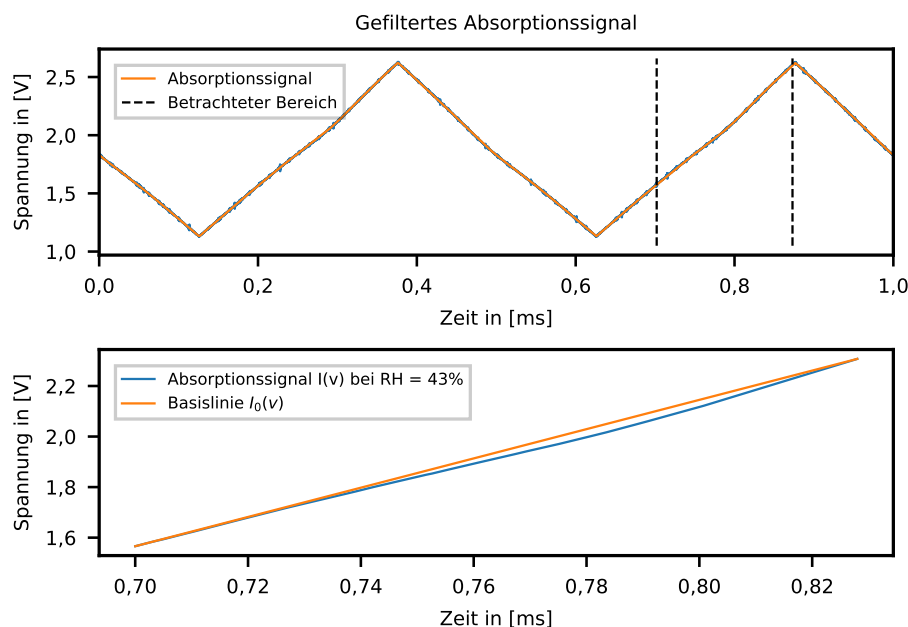


Abbildung 7.3: Absorptionssignal mit dem betrachteten Bereich auf der aufsteigenden Flanke des Signals. Darunter ist der betrachtete Bereich vergrößert und mit der angepassten Basislinie $I_0(\nu)$ dargestellt.

Die Extinktion wird mithilfe der Gleichung 3.7 errechnet. Die maximale Extinktion von 0,01705 findet bei $t = 0,7831$ statt. In Abbildung 7.4 ist der Absorptionskoeffizient, die Transmission und die Extinktion zu sehen.

Der Absorptionskoeffizient wird wie folgt berechnet:

$$\alpha(\nu) = \frac{\ln\left(\frac{I_0(\nu)}{I(\nu)}\right)}{L} \quad (7.3)$$

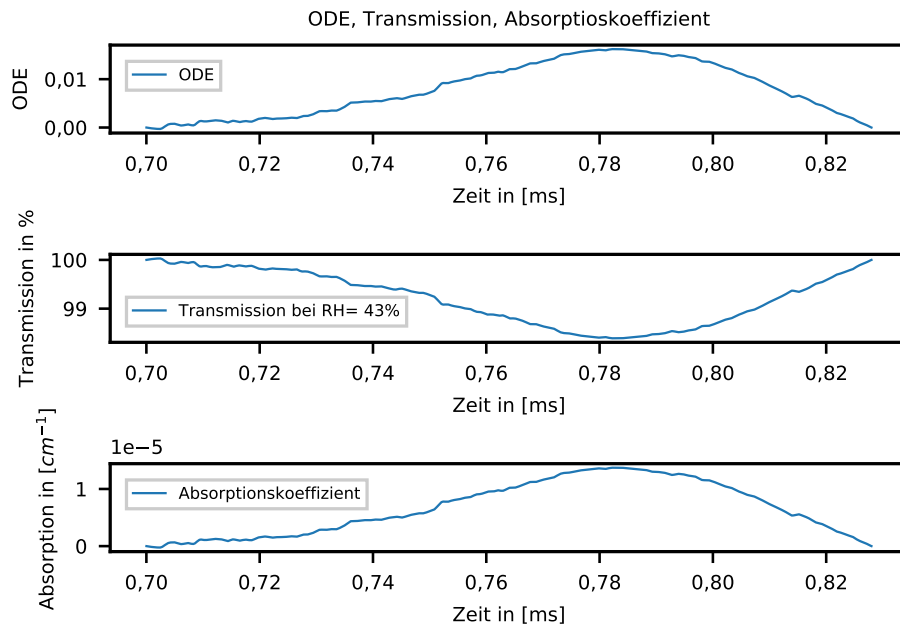


Abbildung 7.4: Ermittelte OD_e , Transmission und Absorptionskoeffizient aus den gemessenen Daten für eine relative Luftfeuchtigkeit von 43 % und 24°C Umgebungstemperatur.

Im nächste Schritt wird die Gleichung 4.6 verwendet. Hierfür muss das Abstimmverhalten $\frac{d\nu}{dt}$ des Lasers noch bestimmt werden. Das geschieht wird mithilfe des "Current Tuning Parameter", I_{op} , der sich im Datenblatt (siehe Anhang A.1) befindet.

Das Abstimmverhalten $\frac{d\nu}{dt}$ wird angenommen mit:

$$\frac{d\nu}{dt} = \frac{\frac{0,7674 \text{ cm}^{-1}}{1 \text{ cm}^{-1}}}{0,5 \text{ ms}}$$

und umgerechnet in Frequenz ergibt es:

$$\frac{d\nu}{dt} = \frac{\frac{23 \times 10^9 \text{ Hz}}{30 \times 10^9 \text{ Hz}}}{0,5 \text{ ms}}$$

Die verwendeten Parameter für die Berechnung sind:

- Der Druck $P = 956 \text{ hPa}$ (siehe Gleichung 7.2)
- Die Temperatur mit $T = 297 \text{ K}$
- Die Pfadlänge beträgt $L = 1180 \text{ cm}$
- Die Linienstärke $S_{ij}(T) = 3,16e^{-23} \frac{\text{cm}^{-1}}{\text{Molekl} \cdot \text{cm}^{-2}}$ wird aus der Hitran-Datenbank übernommen [17]
- Das Abstimmverhalten $\frac{dv}{dt}$

7.4 ERGEBNIS

Die ermittelte relative Luftfeuchtigkeit (siehe Kapitel 3.5) befindet sich zwischen 45,69% und 49,43%. Somit kann die relative und absolute Genauigkeit ermittelt werden (siehe 7.1). Mit den ermittelten Ergebnissen kann nur die Richtigkeit der Formeln bestätigt werden.

Ermittelte Genauigkeit	45,69 % - 49,43 %
Absolute Genauigkeit	2,69 % - 6,43 %
Relative Genauigkeit	6,26 % - 14,95 %

Tabelle 7.1: Genauigkeiten der H_2O Messungen

Der Grund hierfür ist die Auswahl des betrachteten Bereichs (siehe Abbildung 7.3). Der ausgewählte Bereich gibt die Grenzen der zu integrierenden Fläche an. Daraus folgt, wenn der Bereich zu klein gewählt wird, sinkt die ermittelte Luftfeuchtigkeit. Das gleiche gilt auch für einen zu groß gewählten Bereich, hier wird die ermittelte Luftfeuchtigkeit zu hoch. Die Anpassung der Basislinie $I_0(\nu)$ stellt eine weitere Fehlerquelle dar, denn es ist möglich, dass mit dem „Fit“ die Fläche nicht genau ermittelt wird (siehe Abbildung 7.5).

Weiterhin ist der Aufbau in seinen Möglichkeiten limitiert, denn es ist weder möglich den Druck noch die Luftfeuchtigkeit zu verändern.

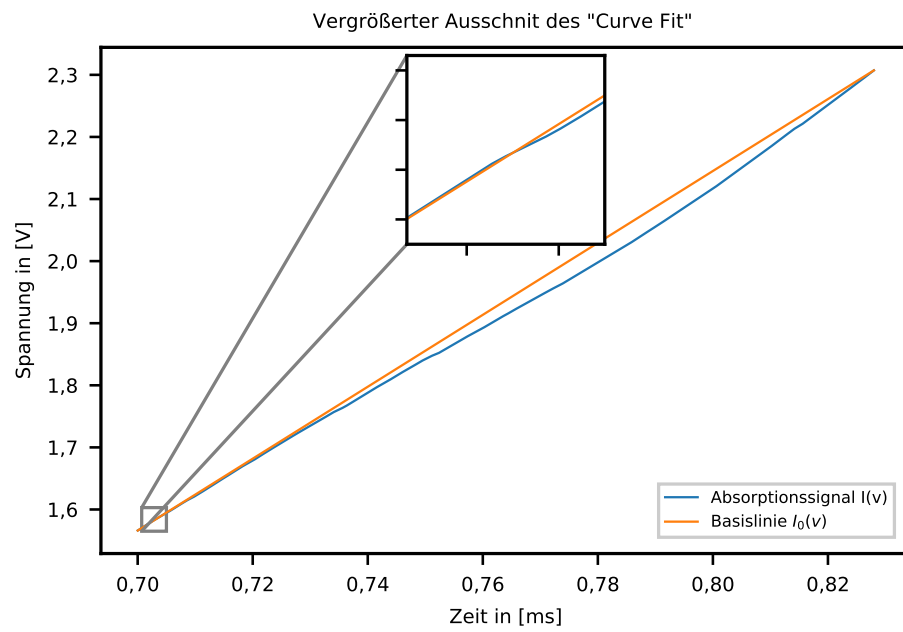


Abbildung 7.5: Vergrößerung der angepassten Basislinie $I_0(v)$ und dem Rohsignal.

8

ZWEITES EXPERIMENT MIT DER GASZELLE

Dieses Kapitel befasst sich mit dem finalen Aufbau des Versuchs die Luftfeuchtigkeit mittels Laserspektroskopie zu ermitteln. Es wird der Aufbau vorgestellt, der mit einer Messzelle von IRsweep [12] verwirklicht wird. Nähere Informationen zu dieser Zelle befinden sich im Datenblatt (siehe Anhang A.2). Auch der Prozess der nötig ist, um die gewünschten Daten zu erfassen, verändert sich durch die Messung in der Zelle. Dieser Prozess wird detailliert vorgestellt und diskutiert.

Darüber hinaus wird die Auswertungsmethode geändert und durch die gesammelten Erkenntnisse aus dem Freistrahlexperiment (siehe Kapitel 7) verbessert. Schließlich werden die Resultate der Messungen vorgestellt und kritisch betrachtet.

8.1 AUFBAU

Der allgemeine Aufbau eines TDLAS-Systems wird nicht verändert. Das Messen der Probe bzw. Gasmischung findet in einer Messzelle statt. In Kapitel 5.2 wird die Funktion der Zelle beschrieben.

Für das Experiment werden die Sensoren innerhalb der Gaszelle angebracht. Hier muss darauf geachtet werden, dass die Sensoren den Strahlengang des eintreffenden Laserstrahls nicht unterbrechen. Aufgrund dieser Einschränkung wird die Leiterplatte mit den Sensoren in der Mitte der Zelle platziert. An dieser Position entsteht durch das Sternmuster, eine Aussparung (siehe Abbildung 5.2). Die Maße der Aussparung lauten $\approx 15 \text{ mm} \times 7,5 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$. Die Verbindungskabel, die von der Leiterplatte zum Entwickler Board "Feather Mo,, führen, werden über ein Swagelok nach draußen geführt. Die Öffnung bzw. das Swagelok befindet sich an der Decke der Zelle.

Des weiteren muss die Zelle evakuiert werden. Aufgrund dessen befinden sich alle Komponenten im Unterdruck. In Abbildung 8.1 ist der Aufbau dargestellt.

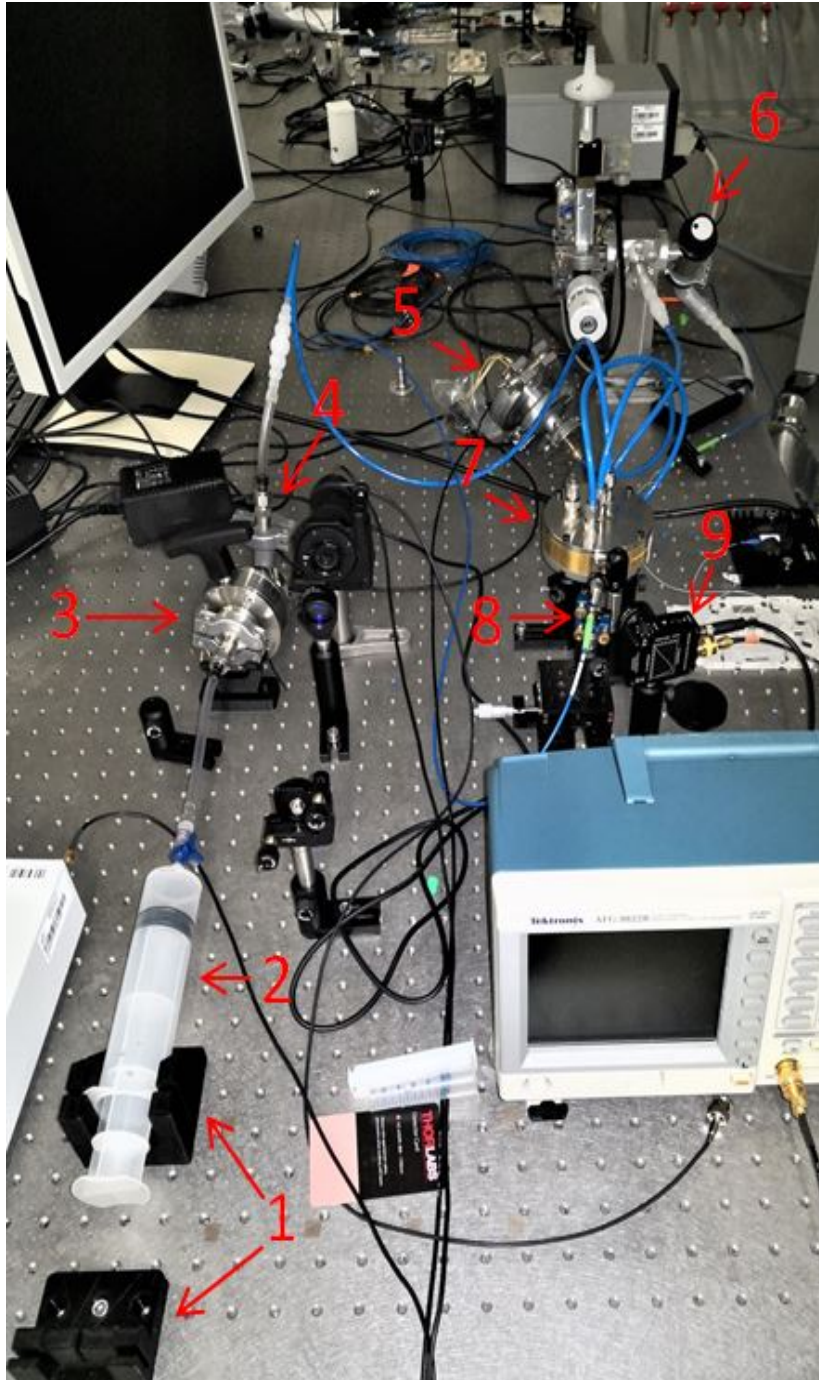


Abbildung 8.1: Aufbau des Experiments mit den verschiedenen Komponenten. Diese sind 1. Halterung, 2. Spritze, 3. Durchgangsventil, 4. Siphon, 5. Feather M0 und Vakuumschnittstelle, 6. Ventil verbunden mit der Scroll-Pumpe, 7. Messzelle, 8. Laserdiode und 9. Fotodetektor.

Die Komponenten und Verbindungen werden im Folgenden beschrieben. Der „FeatherM0“ wird mit einem 15 poligen D-sub male Stecker an der Schnittstelle 5 angebracht. Er befindet

sich außerhalb des Vakuums. Der Grund hierfür ist, dass sich in dem folgenden Experiment die Strecken innerhalb des Unterdruckbereichs sich mit Wasserdampf bzw. mit Wasser füllen und der „Feather Mo“ nicht isoliert ist. Daraus folgt, dass Kurzschlüsse und Fehlfunktionen entstehen können. Innerhalb des Verbindungsstückes, im Unterdruckbereich, befindet sich der 15 polige D-sub female Stecker, welcher die Verbindung zu den Sensoren herstellt, die sich innerhalb der Zelle befinden.

Des weiteren wird ein Behältnis für das zu verdampfende Wasser benötigt. Hierfür wird eine Spritze mit 150 ml verwendet. An der Öffnung der Spritze ist ein Dreiwegeventil angebracht, um den Weg zu der Zelle zu öffnen und zu schließen. Die Spritze wird im aufgezogenem Zustand auf einer Halterung (siehe Anhang A.4 und A.5) angebracht, damit beim Erzeugen von Unterdruck, da sich die Spritze zusammenziehen würde, das Wasser nicht in die Messzelle eindringt. Eine weitere wichtige Funktion der Halterung ist es, dass beim Evakuieren der Messumgebung eine sicherere Arbeitsumgebung gewährleistet wird. Darüber hinaus befinden sich zwischen dem Weg von der Spritze zur Messzelle ein Durchgangsventil und ein Siphon. Das Durchgangsventil verhindert das unkontrollierte Eindringen von Wasser in die Messzelle und ermöglicht das Einströmen von Wasserdampf zu kontrollieren. Nach diesem Ventil folgt der Siphon, dessen einzige Funktion es ist, Wasser daran zu hindern in die Messumgebung zu gelangen.

Darüber hinaus wird zum Erzeugen des benötigten Vakuums eine Scroll-Pumpe verwendet, die an ein Durchgangsventil angeschlossen ist. Das Durchgangsventil ermöglicht dass der Unterdruck nach Beendigung des Evakuierungsprozesses, bestehen bleibt.

Ein wichtiger Punkt bei diesem Aufbau ist es, das einfache Wechseln der Laserdiode zu ermöglichen. Hierfür wird eine Monomodefaser verwendet, die zum einen an einem Kollimator und zum anderen an einem Verbindungsstück angeschlossen wird. Anschließend wird die Laserdiode an diesem Verbindungsstück angebracht.

8.2 VERSUCHSVORBEREITUNG UND DURCHFÜHRUNG

Damit der Versuch erfolgreich durchgeführt werden kann, ist es wichtig, dass die relative Luftfeuchtigkeit in der Zelle variiert werden kann. Das erfolgt durch die Zugabe von Wasserdampf. Das ist möglich aufgrund der thermodynamischen Gesetze.

Ändert ein Stoff seinen Aggregatzustand, findet auch immer eine Phasenumwandlung

statt. Die Phasen abhängig von der Temperatur und dem Druck. Die Parameter können in einem P-T-Diagramm dargestellt werden. In Abbildung 8.2 ist ein Phasendiagramm für ein Einkomponentensystem zu sehen.

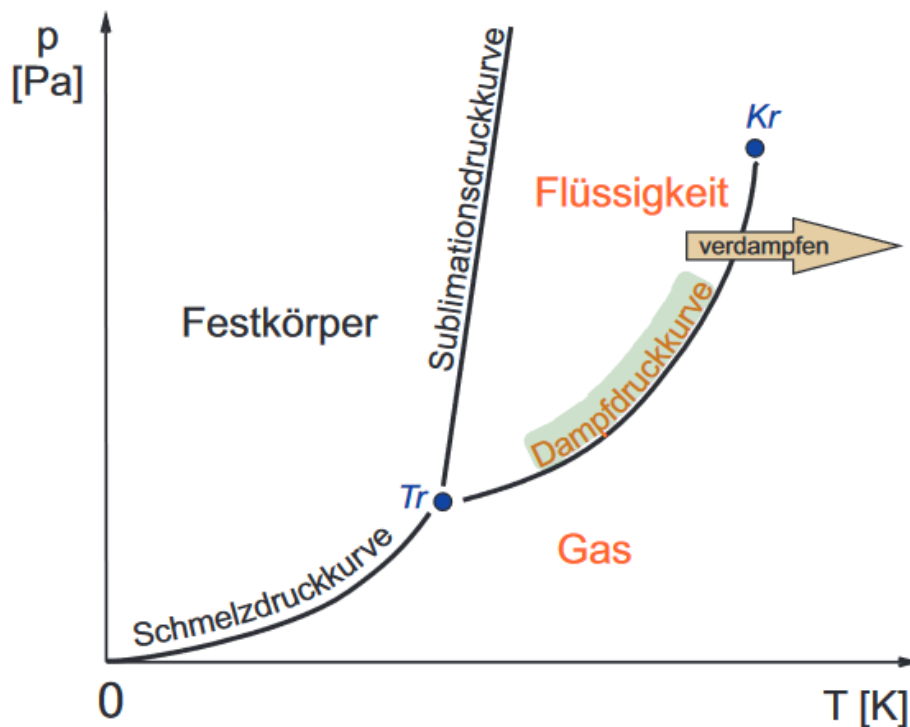


Abbildung 8.2: Phasendiagramm eines Einkomponentensystems. [19]

Des weiteren kann vom thermodynamischen Gleichgewicht gesprochen werden, wenn sich das Punktepaa Temperatur T und Druck P , auf einer der Kurven befindet. Anhand der Abbildung 8.2 kommt es zu der Erkenntnis, dass bei Variation des Drucks eine geringere Temperatur benötigt wird um den Aggregatzustand des zu verdampfenden Wassers zu ändern. [19]

Aufgrund dessen wird in dem gesamten System (siehe Kapitel 8.1) ein Niederdruck erzeugt. Die Temperatur des zu verdampfenden Wassers, wird höher gewählt als die Raumtemperatur. Somit kann ausreichend Wasserdampf in der Spritze erzeugt werden, um messbare Änderungen der relativen Luftfeuchtigkeit zu erzielen.

Damit die Theorie nun in die Praxis umgesetzt werden kann, wird ein bestimmter Ablauf verfolgt. Zu Beginn füllt man die Spritze mit ca. 7 ml bis 10 ml Wasser. Das an der Spritze angebrachte Dreiwegeventil ist in Pfadrichtung der Messzelle geöffnet. Das darauffolgende Durchgangsventil bleibt geschlossen solange das System noch nicht evakuiert wurde.

Damit der benötigte Unterdruck erzeugt werden kann, wird die Scroll-Pumpe benötigt. An

der Pumpe befindet sich ein Ventil, welches beim Öffnen, das Evakuieren bzw. Abpumpen ermöglicht. Damit anschließend die gesamte Luft aus dem System abgepumpt werden kann, muss ein weiteres Durchgangsventil geöffnet werden (siehe Abbildung 8.1). Diese beiden Ventile müssen solange geöffnet bleiben, bis der benötigte Druck erreicht ist. In Abbildung 8.3 ist der schematische Aufbau von der Scroll-Pumpe bis zur Messzelle dargestellt.

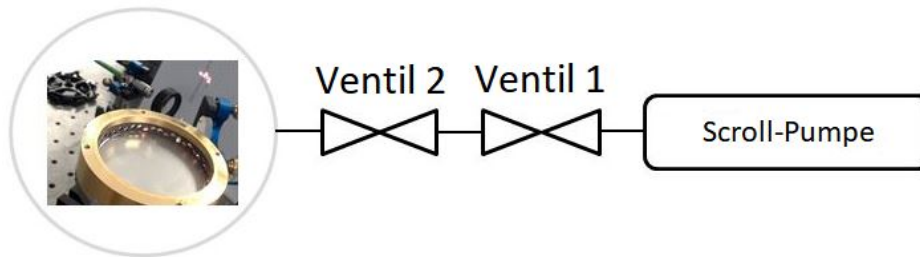


Abbildung 8.3: Der Pfad von der Scroll-Pumpe bis zur Messzelle mit den dazwischen platzierten Durchgangsventilen.

Der momentane Druck, der in der Messzelle bzw. im System herrscht, kann mithilfe der Bosch Sensoren (siehe Kapitel 5.3) oder mit dem Sensor, der sich am Ventil (siehe Abbildung 8.1) befindet, gemessen werden. Des weiteren sind die Sensoren in dem verwendeten Programm eingebunden und die Werte können in der Benutzeroberfläche abgelesen werden. Beim Erreichen des gewünschten Drucks ($\approx 40 \text{ hPa}$) muss die Spritze, bevor das Durchgangsventil geöffnet werden kann, in die dafür vorgesehenen Halterungen, welche fest mit dem Tisch verschraubt sind, gesteckt werden. Der Grund hierfür ist, dass die aufgezo- gene Spritze bei der Evakuierung des Systems zusammen gezogen wird und somit das zu verdampfende Wasser in das System fließt bzw. gepresst wird. Nachdem die Spritze in der Halterung platziert wurde, kann das Durchgangsventil, welches sich direkt nach der Spritze befindet (siehe Abbildung 8.1 Punkt ?? langsam geöffnet werden. Der Grund hierfür ist, dass auch das mit luftgefüllte Volumen der Spritze evakuiert wird und somit Wasser, bei zu schneller Öffnung, in das System bzw. in die Messzelle gelangt. Nach der Öffnung des Durchgangsventil kann festgestellt werden, dass das Wasser kocht und somit Wasserdampf entsteht. Anschließend kann die relative Luftfeuchtigkeit, welche in der Messzelle herrscht, über die bereits erwähnte Benutzeroberfläche abgelesen werden. Anschließend muss darauf geachtet werden, dass eine gewisse Zeit, ca. drei bis vier Minuten gewartet wird, damit sich der Wasserdampf in der Zelle und im gesamten System verteilen kann, bevor eine Messung gestartet werden kann. Ein Grund hierfür ist das Totvolumen, welches durch die Schläuche entsteht. Nach Erreichen der gewünschten relativen Luftfeuchtigkeit,

müssen die Ventile wieder geschlossen werden. Geschieht dies nicht zeitnah, entzieht die Scroll-Pumpe der Messzelle die Luftfeuchte. Aufgrund dessen wird das Ventil, welches sich an der Scroll-Pumpe befindet, geschlossen. Im Anschluss werden die restlichen Ventile des Systems geschlossen. Die Reihenfolge spielt dabei keine Rolle.

Nach der Messung muss die Messzelle wieder evakuiert werden, damit sich kein Wasser in der Messumgebung ansammelt und die Zelle verunreinigt. Hier wird derselbe Prozess wieder angewendet, wie zum Erzeugen von Wasserdampf. Der einzige Unterschied ist der, dass das Durchgangsventil, direkt nach der Spritze, geschlossen bleiben muss. Der Grund hierfür ist, dass kein weiterer Wasserdampf (H_2O) in die Messumgebung bzw. das System gezogen wird. Auch hier empfiehlt sich das Überprüfen der Luftfeuchtigkeit in der Zelle. Die Messzelle gilt erst als befreit von H_2O , wenn eine relative Luftfeuchtigkeit von maximal 45 % vorherrscht.

8.3 BESTIMMUNG DES DYNAMISCHEN ABSTIMMVERHALTENS

Für den folgenden Versuch wird das dynamische Abstimmverhalten des Systems bestimmt. Die Bestimmung erfolgt mit Hilfe eines Fabry-Perot-Interferometers (FPI). Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktion eines Fabry-Perot-Interferometers dargestellt und erklärt. Das FPI besteht aus zwei gekrümmten Spiegeln die teils durchlässig sind.

Tritt ein Lichtstrahl durch den ersten Spiegel in das Innere des FPI, wird der Lichtstrahl bzw. die Welle zwischen den Spiegeln reflektiert. Bei jeder Reflektion wird ein Anteil ausgekoppelt und der Rest wird wieder reflektiert. Fallen der reflektierte Strahl und der einfallende Strahl an einem bestimmten Punkt zusammen, entsteht eine Vielstrahl-Interferenz.

Des weiteren wird der Abstand zwischen zwei Maxima „Free Spectral Range“ (FSR) genannt. Für zwei Spiegel, deren Zwischenraum leer ist, mit Länge l in m und Frequenz in GHz , gilt [15] :

$$\Delta FSR = \frac{c_0}{2 \cdot l} \quad (8.1)$$

Das Interferometer, welches für diese Arbeit benutzt wurde, ist das „SA30-73 - Scanning Fabry-Perot Interferometer“ von Thorlabs [23]. Die FSR beträgt 1.5 GHz (siehe Anhang A.3). Das Abstimmverhalten unterscheidet sich in der Modulation (siehe Kapitel 4.2) des La-

stersstroms welche vom Oszilloskop generiert wird, d.h. das Abstimmverhalten für 4 V_{pp} unterscheidet sich vom Verhalten bei 2 V_{pp} . Dasselbe gilt für die gewählten Parameter des Lasers. Die Parameter für die Kalibrierung sind die Temperatur mit 21°C und die Stromstärke mit 100mA . Das im folgenden ermittelte Abstimmverhalten wird für 4 V_{PP} ermittelt.

Weiter muss darauf geachtet werden, welcher „Sweep “ für die Kalibrierung betrachtet wird d.h. den „Up- oder Downsweep“

Die empfangenen Signale sind in Abbildung 8.4 dargestellt. Das Triggersignal des Oszilloskop beginnt auf der halben Flanke des Sägezahnsignals. Das hat zu Folge, dass ein Offset (engl. Versatz) entsteht. Dieser Offset beträgt $0,0005\text{ s}$ bzw. $0,5\text{ ms}$. Darüber hinaus ist das Signal des FPI zu sehen.

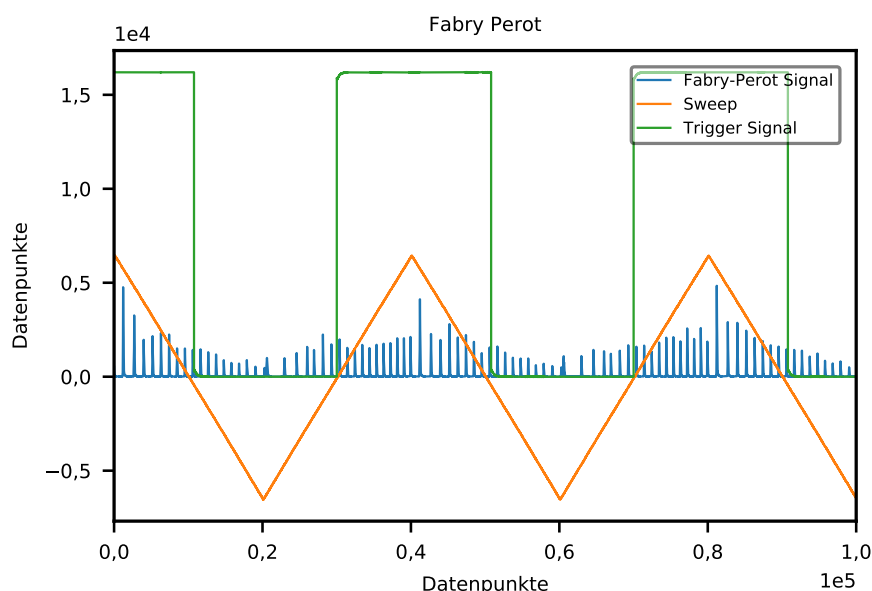


Abbildung 8.4: Die Empfangenen Signale bei der Fabry-Perot Kalibrierung. Des weiteren ist das Trigger-, Sägezahn- und FPI-Signal zu sehen, welche zur Kalibrierung der Zeitachse notwendig sind. Zur besseren Darstellung ist der Zeitbereich verkleinert.

Zu Beginn der Auswertung muss festgestellt werden, in welchem zeitlichen Abstand die Samples (SP) bzw. Datenpunkte aufgezeichnet werden, damit im späteren Verlauf die Frequenz f in GHz bei einem bestimmten Zeitpunkt t bestimmt werden kann. Der zeitliche Abstand der Samples kann mit Hilfe der Sample rate errechnet werden. In diesem Fall wurde eine Sample rate von 40×10^6 Samples die Sekunde gewählt. Zur Darstellung der

Signale 4×10^5 Datenpunkte gesammelt. Anschließend lässt sich der zeitliche Abstand der Samples wie folgt berechnen:

$$\Delta t = \frac{1 \text{ s}}{40 \times 10^6 \text{ SP}} \quad (8.2)$$

$$\Delta t = 2,5 \times 10^{-8} \text{ s/SP} \quad (8.3)$$

Das Ergebnis zeigt, dass alle $2,5 \times 10^{-8} \text{ s}$ ein Datenpunkt bzw. Sample aufgenommen wird. Wie bereits erwähnt, muss der Offset noch subtrahiert werden damit der „Upsweep“ zu dem Zeitpunkt null beginnt. Daraus folgt, dass die X-Achse in Sekunden angegeben werden kann. Des weiteren können die Interferenzmaxima im FPI-Signals bestimmt werden. Wie bereits erwähnt, ist die FSR mit $1,5 \text{ GHz}$ bekannt (siehe Anhang A.3). Somit können die Interferenzmaxima, wie in Abbildung 8.5 zu sehen, aufgetragen werden. Schließlich kann die Funktion ermittelt werden, in dem ein Polynom dritten Grades an die Inteferenzmaxima, die in den Abbildungen 8.5 und 8.5 auch Peaks genannt werden, angepasst wird. Somit kann die Frequenz in Abhängigkeit der Zeit ermittelt werden.

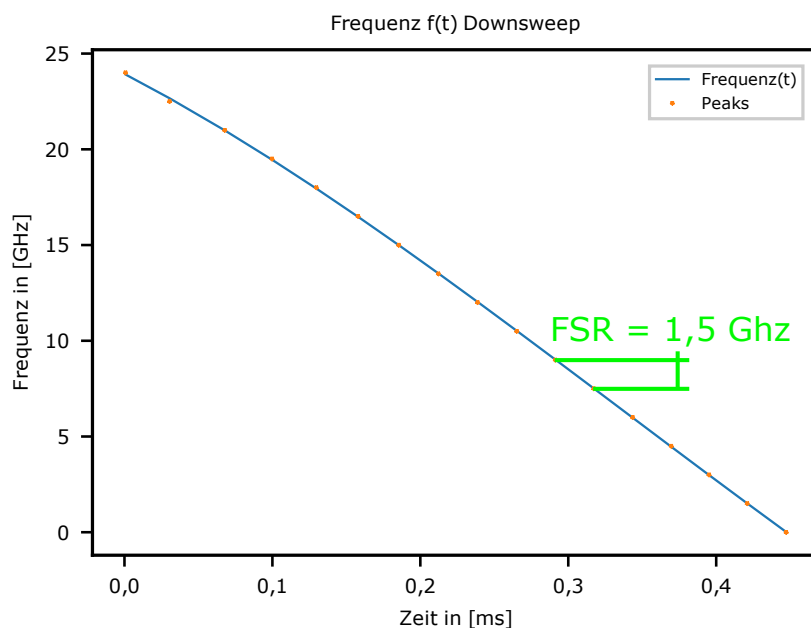


Abbildung 8.5: Die Inteferenzmaxima des „Downsweep“ aufgetragen nach Frequenz vs. Zeit, mit einer FSR von $1,5 \text{ GHz}$ und der angepassten Funktion in Abhängigkeit der Zeit.

Derselbe Prozess wird für den „Upsweep“ angewendet (siehe Abbildung 8.6)

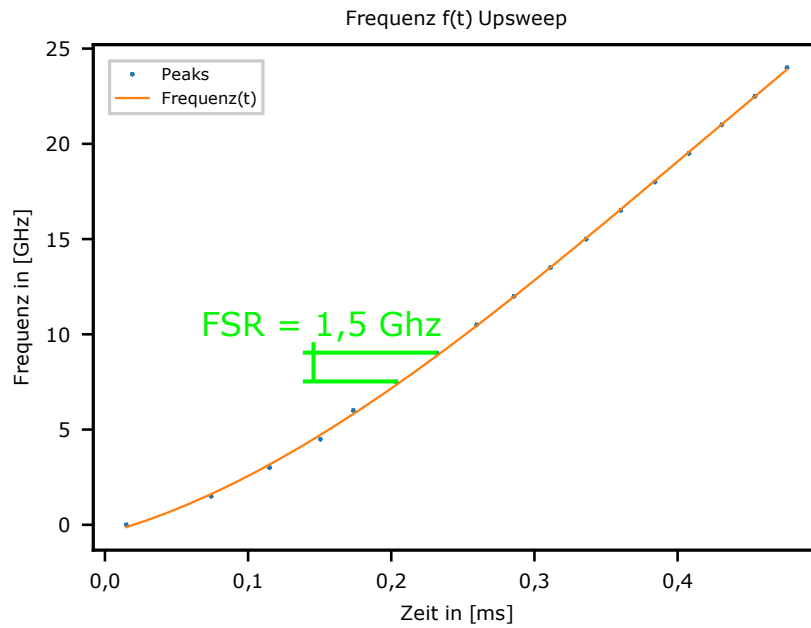


Abbildung 8.6: Die Inteferenzmaxima des „Upsweep“ aufgetragen nach Frequenz vs. Zeit, mit einer FSR von 1,5 GHz und der angepassten Funktion in Abhängigkeit der Zeit.

Die jetzt ermittelten Funktionen beschreiben das dynamische Abstimmverhalten des Lasers. Daraus folgt, dass diese Gleichungen auf die eigentliche Messung der Luftfeuchtigkeit übertragen werden können. Somit kann die Zeit in Frequenz angegeben werden und nach einer Umrechnung, in Wellenzahl cm^{-1} .

Die ermittelten Gleichungen mit der Zeit t in *Sekunden* lauten:

$$\Delta f(t) = \alpha \frac{GHz}{s^3} \cdot t^3 + \sigma \frac{GHz}{s^2} \cdot t^2 + \gamma \frac{GHz}{s} \cdot t \quad (8.4)$$

$$\begin{aligned} \Delta f(t)_{Upsweep} = & -8,484 \times 10^{10} \frac{GHz}{s^3} \cdot t^3 + 1,047 \times 10^8 \frac{GHz}{s^2} \cdot t^2 \\ & + 2,052 \times 10^4 \frac{GHz}{s} \cdot t \end{aligned} \quad (8.5)$$

$$\begin{aligned} \Delta f(t)_{Downsweep} = & -5,313 \times 10^{10} \frac{GHz}{s^3} \cdot t^3 + 5,373 \times 10^7 \frac{GHz}{s^2} \cdot t^2 \\ & + 4,008 \times 10^4 \frac{GHz}{s} \cdot t \end{aligned} \quad (8.6)$$

8.4 DURCHFÜHRUNG

Für die Auswertung werden in der Zelle verschiedene relative Luftfeuchtigkeiten erzeugt von 33 % bis 92 %. Das Verfahren hierzu kann in Kapitel 8.2 nachgelesen werden. Der Druck wird auch variiert indem das Ventil, nach dem Unterdruck herrscht ($\approx 40 \text{ hPa}$), für eine bestimmte Zeit geöffnet wird. Somit wird ein Druckbereich von $\approx 40 \text{ hPa}$ bis 969 hPa erreicht. Des weiteren wird das Voigt-Profil (siehe Kapitel 3.3.4) an den Absorptionskoeffizienten angepasst. In Abbildung 7.4 ist zu sehen, dass die Flügel des Profils des Absorptionskoeffizienten nicht ausgeprägt sind. Daraus folgt, dass ein breiterer Frequenzbereich benötigt wird. Der Frequenzbereich der Laserdiode ist abhängig von der Modulation des Oszilloskop, da diese den Steuerstrom der Laserdiode moduliert (siehe 4.2). Daraus folgt, dass anstatt Dreiecksmodulation von $2V_{pp}$, welche in dem ersten Experiment verwendet wurde, eine Dreiecksmodulation von $4V_{pp}$ für das folgende Experiment gewählt wird.

8.5 AUSWERTUNG

Für die Auswertung werden, wie in Kapitel 7.3, die Flanken des Dreieckssignals betrachtet. Hier wird versucht durch das Ändern der Temperatur der Laserdiode das Absorptionssignal in der Mitte der Flanke der Dreiecksmodulation zu platzieren. Der Grund hierfür ist, wie bereits erwähnt, dass die Flügel des Voigt-Profiles bzw. Absorptionskoeffizienten für zufriedenstellende Ergebnisse ausgeprägt sein müssen. Aufgrund dessen wird die Temperatur der Laserdiode von 21°C auf $20,8^\circ\text{C}$ verringert. Die Stromstärke beträgt weiterhin 100 mA . Der Absorptionskoeffizient wird mit der Gleichung (7.3) berechnet. Die folgenden Abbildungen dienen dazu, den Auswertungsprozess und Methoden zu verdeutlichen. Die Messung die hierzu verwendet wird beginnt bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 93,25 % und endet bei 91,56 %. Beim Start der Messung beträgt der Druck 293 hPa und endet bei 510 hPa . In Abbildung 8.7 sind die betrachteten Flanken dargestellt. Des weiteren ist die Zeit mit dem Dynamischen Abstimmverhalten, welches in Kapitel 8.3 ermittelt wird, in Frequenz und danach mit einer weiteren Umrechnung in Wellenzahl cm^{-1} konvertiert. Um die Frequenz in die Wellenzahl cm^{-1} umrechnen zu können, werden die Gleichungen (8.6) und (8.5) jeweils durch $29.979 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$ geteilt. Diese Frequenz entspricht 1 cm^{-1} .

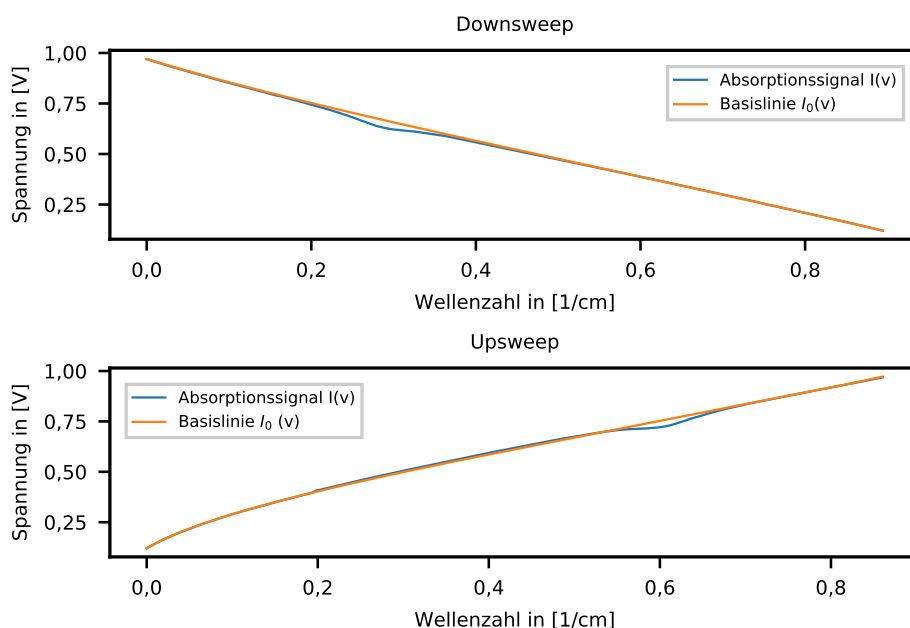


Abbildung 8.7: Darstellung des Down- und Upsweeps mit dem Absorptionssignal $I(v)$ und der Basislinie $I_0(v)$.

Anschließend wird mit Hilfe der gesammelten Daten der Absorptionskoeffizient (siehe Gleichung (7.3)) ermittelt. In Abbildung 8.8 ist das Verhalten der Laserdiode deutlich zu sehen. Die Laserdiode „leidet“ unter starken Modensprüngen. Diese Modensprünge verursachen eine fehlerhafte Auswertung. Des weiteren ist zu erkennen, dass der Upsweep für die Auswertung nicht in Frage kommt, aufgrund der schlechten Qualität des Signals und des zu Beginn des Signals auftretenden Modensprungs (rot gekennzeichnet). Dieses Verhalten ist reproduzierbar und bedeutet somit, dass es einen Zusammenhang zwischen der Laserdiode und dem Modensprung gibt (siehe Kapitel 5.1 und Abbildung 6.1). Dieses beschriebene und dargestellte Verhalten bzw. Modensprünge werden bei allen Messungen, die durchgeführt wurden, für den „Upsweep“ festgestellt.

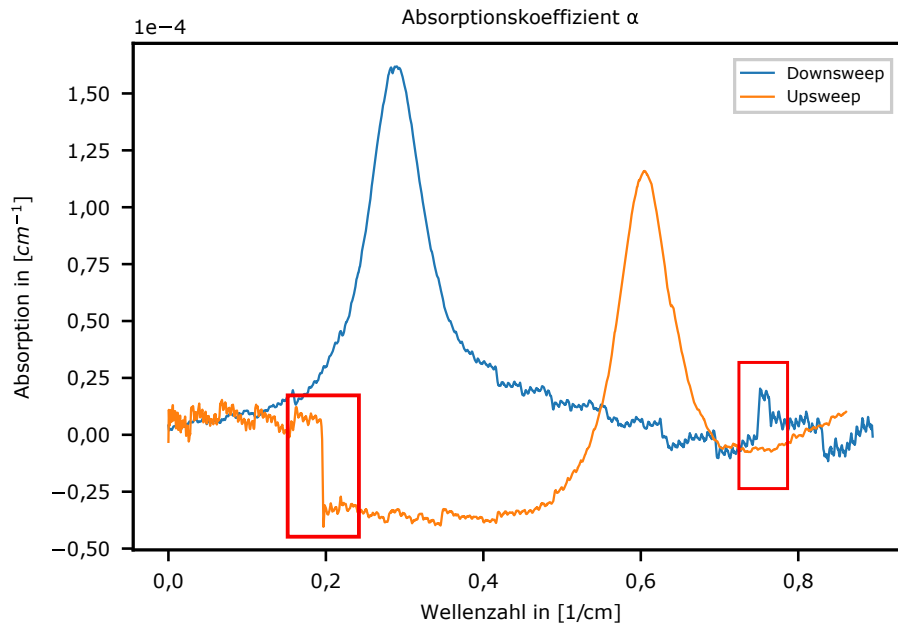


Abbildung 8.8: Die ermittelten Absorptionskoeffizienten des Down- und Upsweeps. Als rot gekennzeichnet der Modensprung im „Upsweep“ und „Downsweep“.

Des Weiteren ist auch ein Modensprung (rot markiert) im Downsweep vorhanden. Damit der Modensprung keine Auswirkung auf das Ergebnis hat, wird der betrachtete Bereich des Absorptionskoeffizienten des „Downsweeps“ verkürzt.

Anschließend wird das Voigt-Profil (siehe Kapitel 3.3.4) an den Absorptionskoeffizienten angepasst. Die Konzentration wird mit Hilfe der Gleichung (4.12) bestimmt. Aus dieser Gleichung kann nach Umstellung der Partialdruck des Wassers berechnet werden. Die Gleichung lautet wie folgt:

$$c_{H_2O} \cdot p_{total} = \frac{k_b \cdot T}{S_{ij}(T)} \int \frac{\ln\left(\frac{I_0(\nu)}{I(\nu)}\right)}{L} \frac{d\nu}{dt} dt \quad (8.7)$$

Anschließend kann die relative Luftfeuchtigkeit mit der Gleichung (3.32) bestimmt werden. Des Weiteren kann durch den Curve-Fit die optimalen Parameter der Variablen bestimmt werden.

Die Stoßverbreiterung γ_c kann direkt aus den optimalen Parametern entnommen werden. In Abbildung 8.9 ist das angepasste Voigt-Profil an den Absorptionskoeffizienten zu sehen.

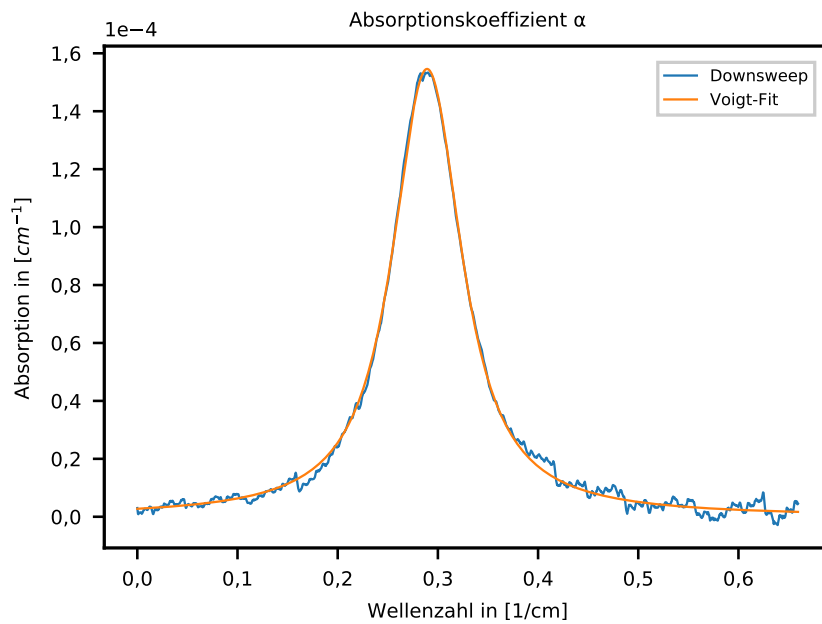


Abbildung 8.9: Absorptionskoeffizienten des „Downsweeps“ mit dem angepassten Voigt-Profil.

8.6 ERGEBNISSE

Die relativen Luftfeuchtigkeiten wurden wie bereits erwähnt mit den Gleichungen (8.7) und (3.32) ermittelt. Die Parameter für die Ermittlung der Daten sind:

- Repetitionsrate des Oszilloskops von 1 kHz
- relativen Luftfeuchtigkeiten von 33,2 % bis 91,8 %
- Druckbereich von 30,7 mBar bis 931 mBar
- Dreiecksmodulation von 4 V_{pp}
- Temperatur $T = 297.73 \text{ K} \approx 24 \text{ }^{\circ}\text{C}$
- Laserstrom mit 100 mA und 20,8 °C

Wie bereits erwähnt, wird die Temperatur als konstant betrachtet. Der Grund hierfür ist, dass es nicht möglich ist die Temperatur zu variieren. Daraus folgt, dass die Dopplerverbreiterung einmalig berechnet wird. Das Ergebnis wird in den „Fit“-Prozess, als Konstante, eingespeist. Die Dopplerverbreiterung aus Gleichung (3.20) wird wie folgt berechnet:

$$\sigma_g = \frac{12082,256 \text{ cm}^{-1}}{2,998e \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}} \cdot \sqrt{\frac{1,3806485279 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 297,73 \text{ K}}{2,9916 \times 10^{-26} \text{ kg}}} \quad (8.8)$$

$$\sigma_g = 0,0149 \text{ cm}^{-1} \quad (8.9)$$

Anschließend kann mit Hilfe des ermittelten spektroskopischen Partialdrucks (siehe Gleichung (8.7)) die relative Luftfeuchtigkeit bestimmt werden. In Abbildung 8.10 sind die spektroskopisch ermittelten relativen Luftfeuchten dargestellt. Der Absolute Fehler wird bei steigendem Druck und fallender relativen Luftfeuchtigkeit größer.

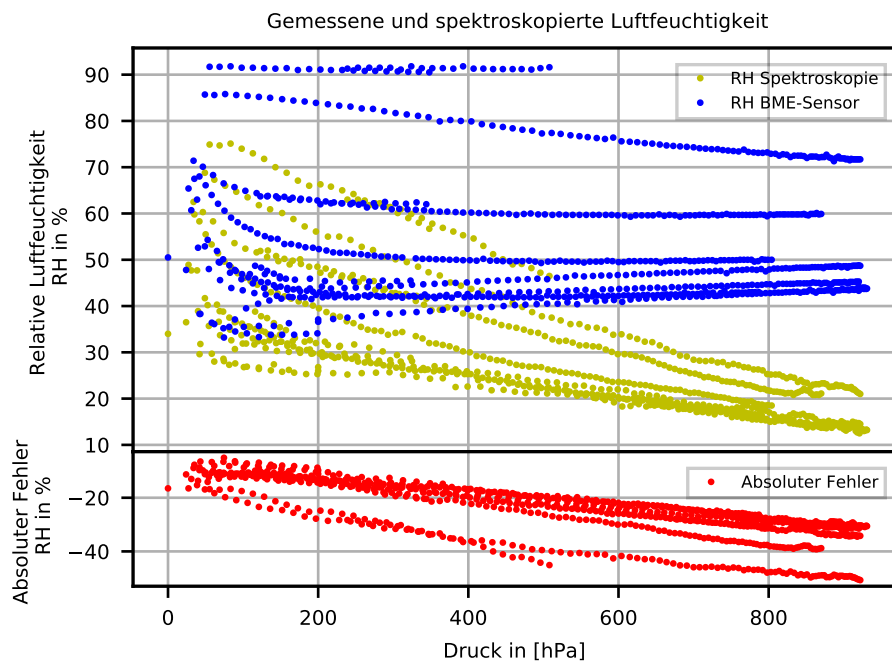


Abbildung 8.10: Der Vergleich zwischen der gemessenen und spektroskopierten Luftfeuchtigkeit und dem daraus entstehenden absoluten Fehler. Der Druck sowie die gemessene relative Luftfeuchtigkeit werden von dem Bosch-Sensor bestimmt.

Des weiteren ist der Zusammenhang zwischen der Absorptionslinienfläche unter dem Voigt-Profil, welche die Absorption darstellt (siehe Gleichung (3.28)) und dem ermittelten re-

lativen Luftfeuchtigkeiten von H_2O in Abbildung 8.11 dargestellt. Anhand der Kurven wird festgestellt, dass die Fläche mit zunehmenden Druck und abnehmender Luftfeuchtigkeit, abnimmt. Der Grund hierfür ist, dass bei der Änderung des Drucks, trockene Umgebungsluft der Zelle zugeführt wird und somit die Konzentration der Absorber (H_2O Moleküle) abnimmt. Ein weiterer Grund für die Abnahme der Fläche ist das Verhalten der Laserdiode, welche unter Modensprüngen „leidet“ (siehe Kapitel 5.1).

Die Kombination aus Modensprüngen, Linienverbreiterung unter erhöhtem Druck und Abnahme der Absorberkonzentration haben zur Folge, dass die genaue Anpassung des Voigt-Profiles an den Absorptionskoeffizienten, aufgrund schlechter Signalqualität, nicht möglich ist.

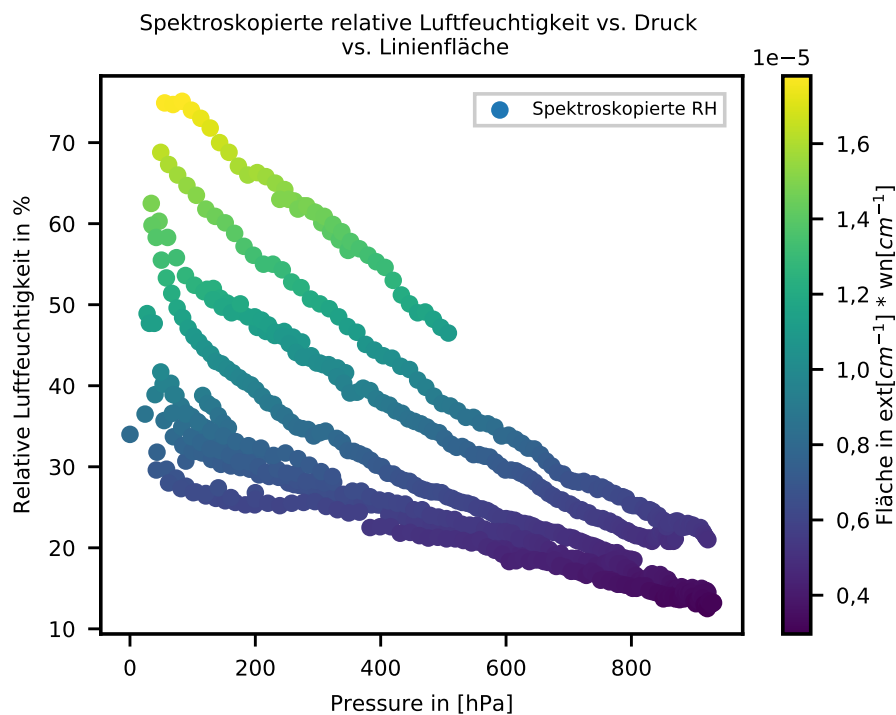


Abbildung 8.11: Das Verhalten der relativen Luftfeuchtigkeit in Abhängigkeit der Fläche des Voigt-Profiles und dem Druck. Der Druck wird von dem Bosch-Sensor gemessen. Die relative Luftfeuchtigkeit und die Linienfläche werden durch die Spektroskopie ermittelt.

Die ermittelte Genauigkeit bzw. der absolute Fehler ist zu hoch. Es soll eine Genauigkeit der relativen Luftfeuchtigkeit von $\pm 10\%$ erreicht werden. Das Problem bei der Absorptionsspektroskopie ist, dass nicht der gesamte Bereich in dem die Absorption stattfindet ermittelt wird, d.h. die Flügel des Absorptionssignals werden nicht in Betracht gezogen.

Der Grund hierfür ist, dass es nicht möglich ist den gesamten Spektralbereich, durch das Durchstimmen einer Laserdiode, abzudecken. [21]

Eine Verbesserung des Signals wird dadurch erreicht, dass das Voigt-Profil vom Hintergrund über zehn Iterationsschritte abgezogen wird. Der Grund hierfür ist, dass der wirkliche Absorptionskoeffizient, welcher sich in dem gemessenen Signal befindet, nicht bekannt ist aufgrund von Taktzittern. Daraus folgt, dass $-\alpha_{real,n}$ nur eine Näherung des wirklichen Absorptionskoeffizienten ist.

Des weiteren wird das Voigt-Profil α_{voigt} an den gemessenen Absorptionskoeffizienten angepasst und stellt nur eine Schätzung dar.

Um Anschließend eine Verbesserung des Signals zu erreichen wird das Lambert-Beer'sche Gesetz invertiert und mit dem nicht invertierten Gesetz multipliziert. Das hat zur Folge, dass die zwei Exponenten α_{voigt} und $-\alpha_{real,n}$ miteinander addiert werden. Das Ergebnis $\Delta\alpha$ aus dieser Multiplikation ist im Idealfall null. Dies führt dazu, dass die spektrale Ausgangsintensität $I_{0,n}(\nu)$, welches nicht durch die Messung bestimmt werden kann, ermittelt wird. Das bedeutet, dass der Absorptionskoeffizient bestimmt wird.

In der Realität ist das kaum möglich das $\Delta\alpha$ null ergibt. Aufgrund dessen wird durch die Iteration versucht eine möglichst genaue Näherung des sich im Signal befindenden Absorptionskoeffizienten bzw. $\Delta\alpha$ zu erreichen.

$$\Delta\alpha = -\alpha_{real,n} + \alpha_{voigt} \quad (8.10)$$

$$\Delta\alpha \approx 0 \quad (8.11)$$

$$I_{0,n+1}(\nu) = I_{0,n}(\nu) \cdot \exp^{-\alpha_{real,n}L} \cdot \exp^{\alpha_{voigt}L} \quad (8.12)$$

$$I_{0,n+1}(\nu) = I_{0,n}(\nu) \cdot \exp^{\Delta\alpha} \quad (8.13)$$

Dieser Prozess wird zehnmal wiederholt und anschließend wird das Signal ausgewertet. In den folgenden Abbildungen werden die Ergebnisse aus der 1-fachen Iteration und der 10-fachen Iteration miteinander verglichen.

In Abbildung 8.12 ist der Partialdruck mit 10-facher Iteration und 1-facher Iteration dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass für die 1-fache Iteration der Partialdruck stark fällt. Daraus folgt, dass der absolute Fehler zu hoch ist (siehe Abbildung 8.10). Der direkte Vergleich der 10-fachen und 1-fachen Iteration zeigt, dass die 10-fache Iteration sich dem theoretisch errechneten Partialdruck annähert (siehe Gleichung (3.29)).

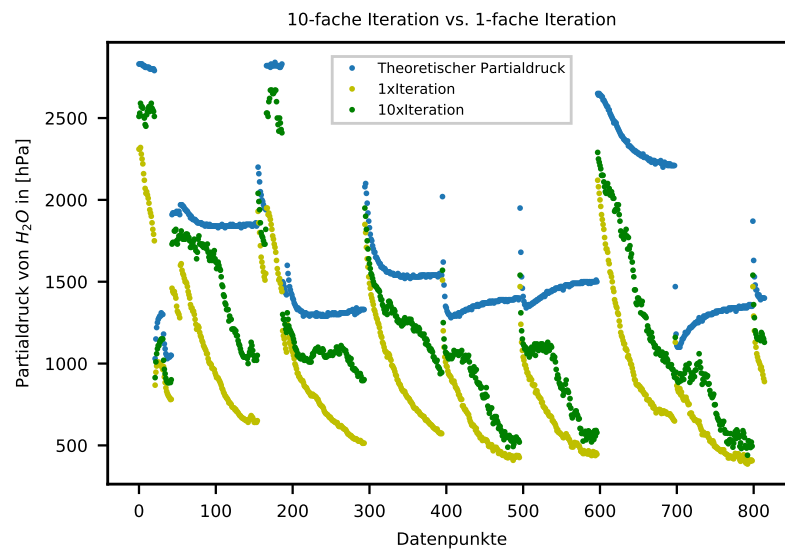


Abbildung 8.12: Vergleich zwischen dem 1-fach und 10-fach iterierten Signal. Des weiteren ist zu sehen, dass die Methode mit Gleichung (8.10) und 10-Iterationen eine Verbesserung des Ergebnis erzielt.

In der Abbildung 8.13 kann festgestellt werden, dass sich durch den erhöhten Partialdruck somit auch die relative Luftfeuchtigkeit erhöht und sich somit der gemessenen relativen Luftfeuchtigkeit des Bosch Sensors nähert.

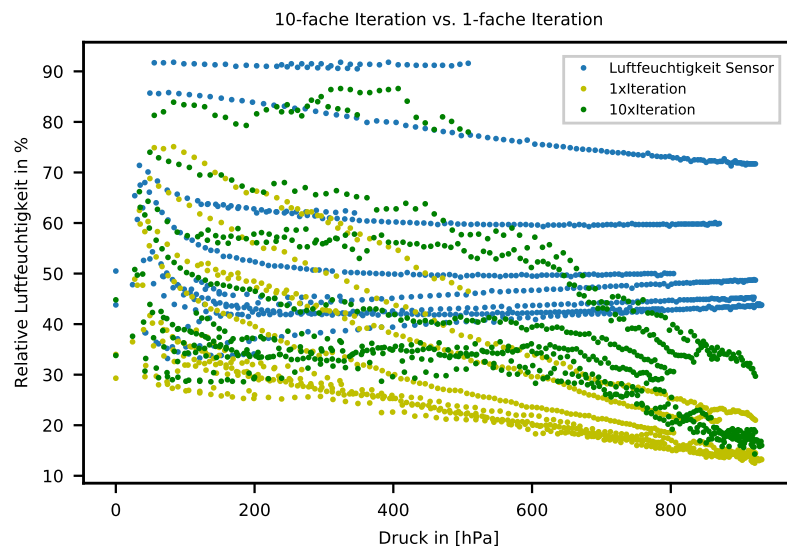


Abbildung 8.13: Vergleich der ermittelten relativen Luftfeuchtigkeiten. Durch die 10-fache Iteration wird eine Verbesserung der ermittelten Luftfeuchtigkeit erreicht. Der Druck wurde von dem Bosch-Sensor gemessen ebenso wie die blau markierte relative Luftfeuchtigkeiten. Die grün und gelb markierten Messpunkte stammen aus der 10- und 1-fachen Iteration. „RH“ ist die Abkürzung für die relative Luftfeuchtigkeit.

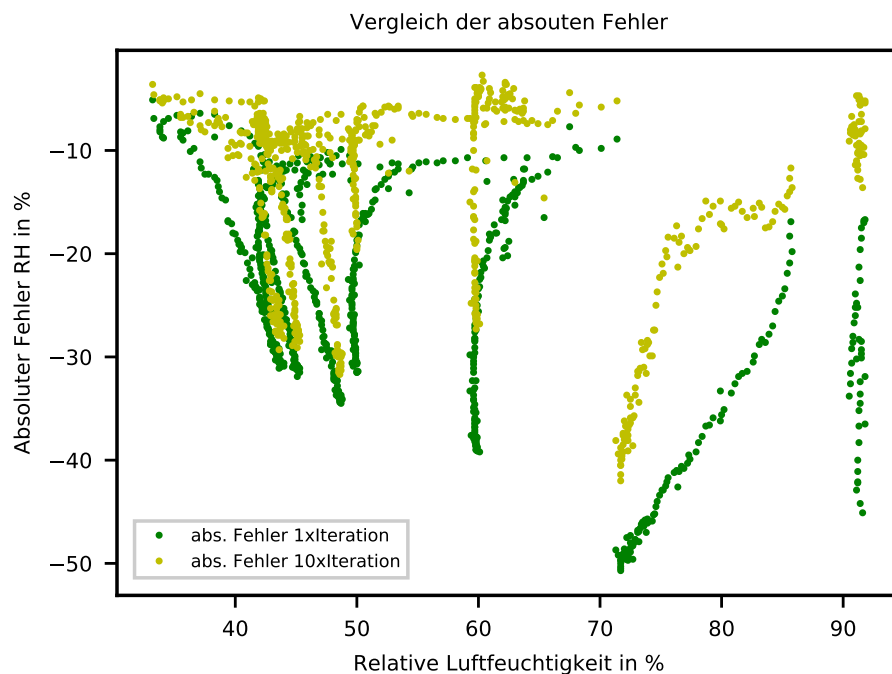


Abbildung 8.14: Vergleich der absoluten Fehler der 1-fachen Iteration und der 10-fachen Iteration. Die absoluten Fehler beziehen sich auf die gemessene relative Luftfeuchtigkeit des Sensors. „RH“ ist die Abkürzung für die relative Luftfeuchtigkeit.

In Abbildung 8.14 ist zu erkennen, dass der absolute Fehler für die 10-fache Iteration sinkt. Der absolute Fehler bezieht sich auf die gemessene Luftfeuchtigkeit des Sensors. Hierdurch wird festgestellt, dass die durch die Spektroskopie ermittelte relative Luftfeuchtigkeit im Vergleich zu der gemessenen zu gering ausfällt. Dies ist der Fall vor allem bei einer gemessenen relativen Luftfeuchtigkeit von $\approx 85\%$ bis $\approx 71\%$ relative Luftfeuchtigkeit hier ist der höchste absolute Fehler von -42% für die 10-fache Iteration zu finden. Das gleiche gilt für den absoluten Fehler der 1-fachen Iteration von $-50,7\%$ in dem selben Bereich. Die absoluten Fehler liegen in einem Bereich zwischen $\approx -2\%$ bis $\approx -42\%$ für die gemessene relative Luftfeuchtigkeit von $\approx -33\%$ bis $\approx -91\%$.

Wie bereits erwähnt, liegt die Vermutung nahe, dass aufgrund des Verhaltens der Laserdiode und des schwachen Signals, Abweichung bei der Anpassung der Voigt-Funktion entstehen. Dies führt dazu, dass die Absorptionslinienfläche nicht korrekt bestimmt wird. Dieses vermutete Verhalten ist für die 10-fache Iteration in Abbildung 8.15 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass im Vergleich zu Abbildung 8.11, sich die spektroskopierte Fläche im Bereich von 200 hPa bis 600 hPa erhöht, aber immer noch zu gering ist um die geforderte Genauigkeit zu erreichen. Zur Veranschaulichung dient Abbildung 8.14 mit den absoluten Fehlern.

Des weiteren ist es auch möglich, dass Einflüsse auf das System wirken die noch nicht bekannt sind und noch weiter untersucht werden müssen bzw. der Aufbau (siehe Kapitel 8.1).

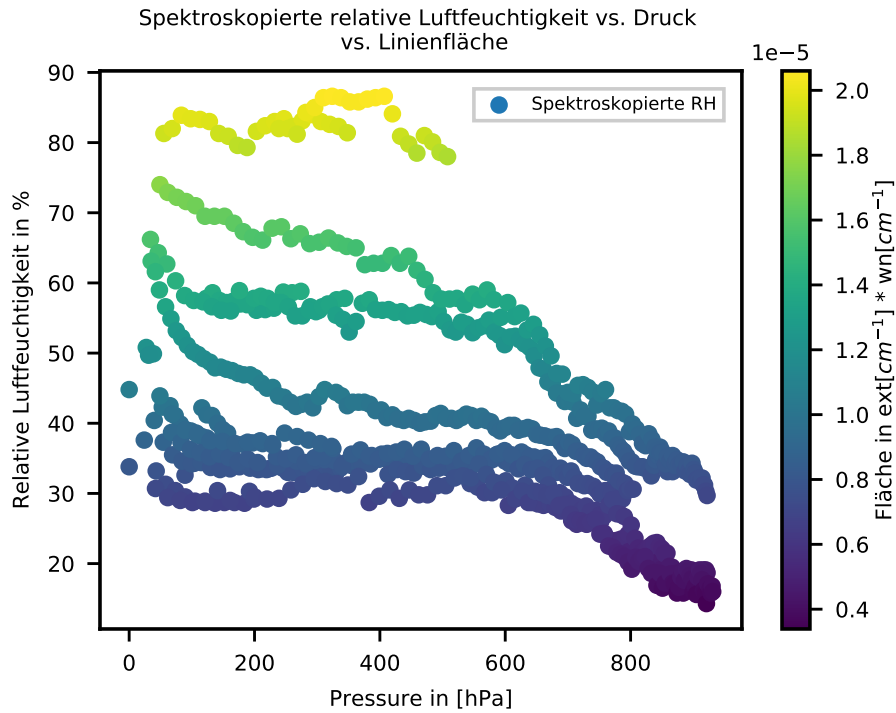


Abbildung 8.15: Das Verhalten der relativen Luftfeuchtigkeit in Abhängigkeit der Fläche des Voigt-Profiles und dem Druck. Der Druck wird von dem Bosch-Sensor gemessen. Die relative Luftfeuchtigkeit und die Linienfläche werden durch die Spektroskopie ermittelt.

Eine weitere Möglichkeit, um die geforderte Genauigkeit zu erzielen ist es, das System zu kalibrieren. Hierzu wird eine Funktion definiert, welche an die Daten, die aus der 10-fachen Iteration ermittelt werden, angepasst wird und somit das Systemverhalten beschreibt. Durch die Kalibration wird eine Minimierung der Druckabhängigkeit der Linienstärke erreicht. Die verwendeten Messdaten sind die, die mit der 10-fachen Iteration verbessert bzw. bestimmt wurden.

Die Messdaten an die, die Regressionsfunktion angepasst wird, sind der Druck x in hPa, der relativen Luftfeuchtigkeit y in % relative Luftfeuchtigkeit (kurz: RH) und der aus den Messung bestimmten Absorptionslinienfläche z in $\text{ext}[1/\text{cm}] * \text{wn}[1/\text{cm}]$. Daraus folgt:

$$z = \left(a \frac{1}{\text{cm}} + b \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{RH}} \cdot y \right) \cdot \left(c \frac{1}{\text{cm}} + d \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}} \cdot x + e \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}^2} \cdot x^2 + f \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}^3} \cdot x^3 \right) \quad (8.14)$$

In der Abbildung 8.16 wird die Regressionsfunktion durch die aufgespannte Fläche dargestellt. Das Verhalten der Linienstärke ist wie zu erwarten d.h. sie wird kleiner mit verringerter H_2O Konzentration und erhöhtem Druck. Die grünen Linien stellen den Abstand zu der Regressionsfunktion dar. Es liegen 420 Messpunkte unterhalb der Funktion und 395 oberhalb.

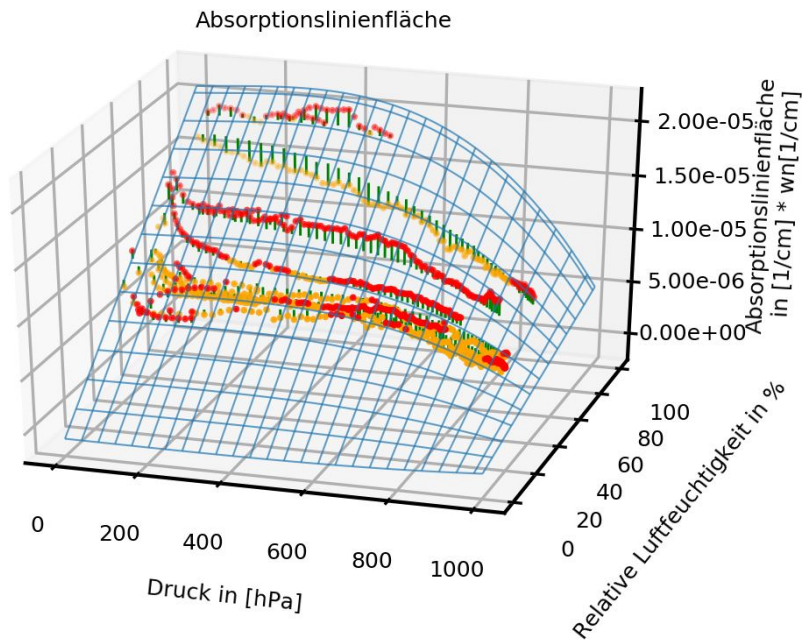


Abbildung 8.16: Darstellung der gemessenen Daten, mit Hilfe der Regressionsfunktion, zur Kalibrierung der Absorptionslinienfläche. Die Fläche zwischen den Datenpunkten stellt die Regressionsfunktion dar. Die roten Punkte liegen über der Fläche und die gelben darunter. Die grünen Linien zeigen den Abstand zur aufgespannten Fläche. Der Druck sowie die relative Luftfeuchtigkeit werden durch den Bosch-Sensor bestimmt. Die Absorptionslinienfläche wird durch die Spektroskopie ermittelt.

Durch die Anpassung der Funktion (8.14) (siehe Abbildung 8.16) werden die optimalen Parameter ermittelt mit x in hPa . Daraus folgt:

$$\begin{aligned}
 z = & \left(-8,223 \times 10^{-9} \frac{1}{cm} + 1,870 \times 10^{-9} \frac{1}{cm \cdot RH} \cdot y \right) \cdot \left(1,159 \times 10^2 \frac{1}{cm} \right. \\
 & + 1,399 \times 10^{-2} \frac{1}{cm \cdot hPa} \cdot x + 2,768 \times 10^{-5} \frac{1}{cm \cdot hPa^2} \cdot x^2 \\
 & \left. - 2,631 \times 10^{-7} \frac{1}{cm \cdot hPa^3} \cdot x^3 \right)
 \end{aligned} \tag{8.15}$$

In Abbildung 8.17 sind die Residuen des Absorptionslinienflächenfit dargestellt. Der Vorhersagefehler für $\approx 86\%$ bis $\approx 71\%$ relative Luftfeuchtigkeit und einem Druck von $\approx 80 \text{ hPa}$ bis $\approx 923 \text{ hPa}$ ist hier am größten. Dieses Verhalten wird sich auch im absoluten Fehler wieder spiegeln. Die Residuen folgen keinem Muster. Daraus folgt, dass die Regressionsfunktion sich gut an die Daten anpasst.

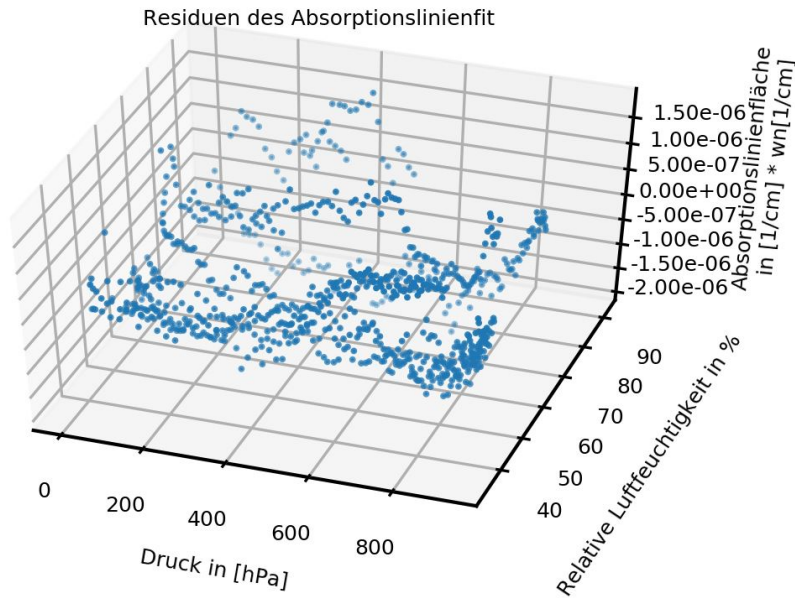


Abbildung 8.17: Residuen des Absorptionslinienfit, aufgetragen über den Druck und die Luftfeuchtigkeit, welche durch den Sensor bestimmt wurden. Die z-Achse beschreibt die Residuen der Absorptionslinienfläche.

Wie bereits erwähnt sind die optimalen Parameter nach der Anpassung der Regressionsfunktion an die gemessenen Daten, bekannt. Anschließend kann die Gleichung (8.15) nach y umgestellt werden. y stellt die gemessene Luftfeuchtigkeit dar und z mit $\frac{1}{\text{cm}^{-2}}$, somit kann die relative kalibrierte Luftfeuchtigkeit ermittelt werden. Daraus folgt:

$$y = \frac{f(x, z)}{g(x)} \quad (8.16)$$

$$f(x, z) = 8,223 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{cm}} \cdot 1,159 \times 10^2 \frac{1}{\text{cm}} + 8,223 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{cm}} \cdot 2,768 \times 10^{-5} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}^2} \cdot x^2 \\ + 8,223 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{cm}} \cdot (-2,631 \times 10^{-7} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}^3}) \cdot x^3 + z$$

$$g(x) = 1,870 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{cm} \cdot RH} \cdot (1,159 \times 10^2 \frac{1}{\text{cm}} + 1,399 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}} \cdot x \\ + 2,768 \times 10^{-5} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}^2} \cdot x^2 - 2,631 \times 10^{-7} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{hPa}^3} \cdot x^3)$$

In Abbildung 8.18 ist der absolute Fehler in % relativer Luftfeuchtigkeit dargestellt. Die Standardabweichung beträgt 3,88 % relative Luftfeuchtigkeit und der Mittelwert beträgt 0,018%. 810 von 815 Messpunkten, also 99,39 %, befinden sich innerhalb der geforderten ± 10 % absoluten Genauigkeit. Der minimale absolute Fehler beträgt $-10,76$ % und der maximale Fehler beträgt $11,97$ %.

Anhand der Korrelation kann die Aussage getroffen werden, dass die ermittelte relative Luftfeuchtigkeit, welche durch die Kalibration ermittelt wurden, geringer ausfallen als die durch den Sensor gemessenen relativen Luftfeuchtigkeiten. Dies ist der Fall, vor allem bei einer Luftfeuchtigkeit von ≈ 70 % bis ≈ 90 %.

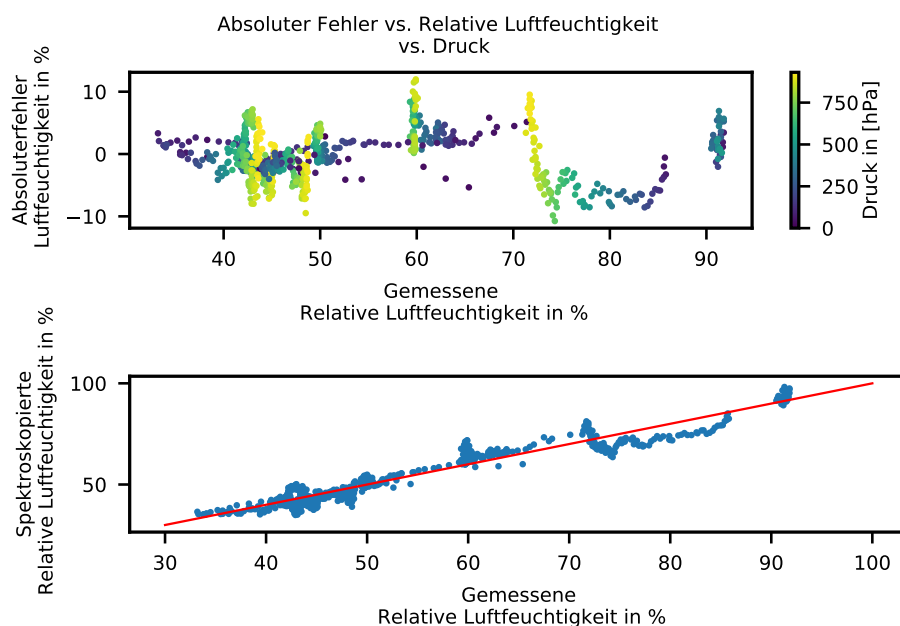


Abbildung 8.18: Darstellung des Absoluten Fehlers aus der errechneten Luftfeuchtigkeit, die mit der 8.16 ermittelt wurde. Aufgetragen über den, durch den Sensor ermittelten Druck und die Luftfeuchtigkeit. In der unteren Darstellung ist die Korrelation zwischen der errechneten relativen Luftfeuchtigkeit und der gemessenen Luftfeuchtigkeit des Sensors dargestellt.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass die selbe Funktion aus Gleichung (8.14) nochmals an die Daten angepasst wird. Hierzu werden die Achsen vertauscht, so dass die Funktion nicht die Absorptionslinienfläche bestimmt sondern, die relative Luftfeuchtigkeit (siehe Abbildung 8.19). Daraus folgt, dass die Z-Achse nicht die Absorptionslinienfläche (siehe Abbildung 8.16) angibt sondern die relative Luftfeuchtigkeit.

Die roten Messpunkte geben an, dass sie über der Regressionsfunktion liegen. Genau umgekehrt ist es für die orangenen Messpunkte. Diese befinden sich unterhalb der Fläche bzw. der Regressionsfunktion.

In Abbildung 8.20 sind die Residuen der Regression dargestellt. Die Residuen verhalten sich nicht Systematisch, daraus folgt, dass die Regressionsfunktion sich gut an die gemessenen Daten anpasst. Weiterhin wird festgestellt, dass für einen erhöhten Druck und abnehmender Absorptionslinienfläche der Vorhersagefehler zunimmt.

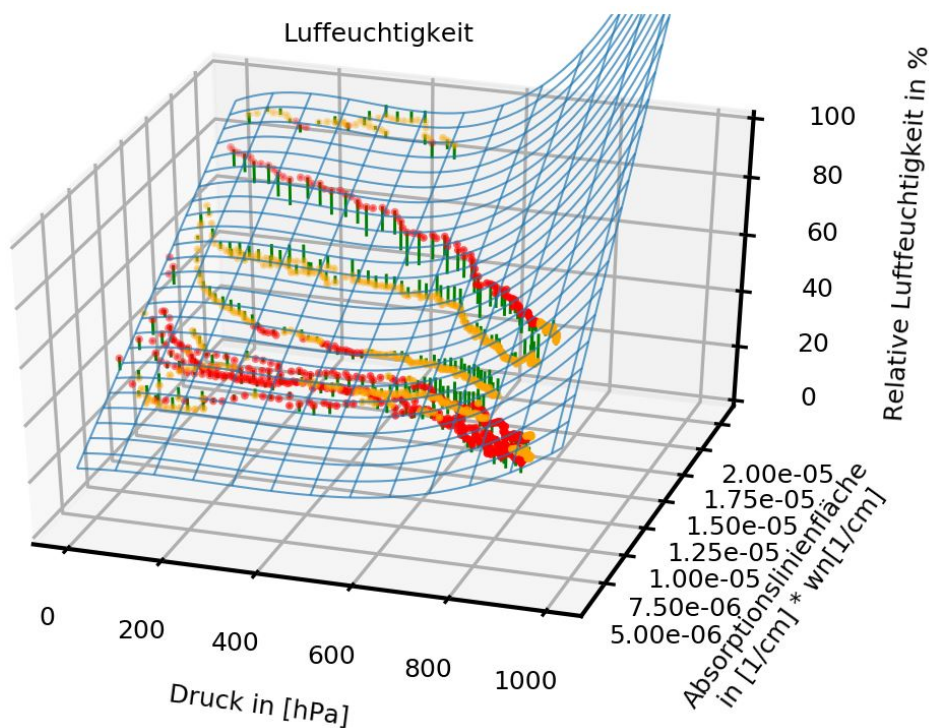


Abbildung 8.19: Darstellung der gemessenen Daten. Die aufgespannte Fläche stellt die Regressionsfunktion dar. Diese dient zur Bestimmung der relativen Luftfeuchtigkeit. Die roten Punkte liegen über der Fläche und die gelben darunter. Die grünen Linien zeigen den Abstand zur aufgespannten Fläche. Der Druck und die relative Luftfeuchtigkeit wurden mit Hilfe des Bosch-Sensors bestimmt. Die Absorptionlinienfläche wird durch die Spektroskopie ermittelt.

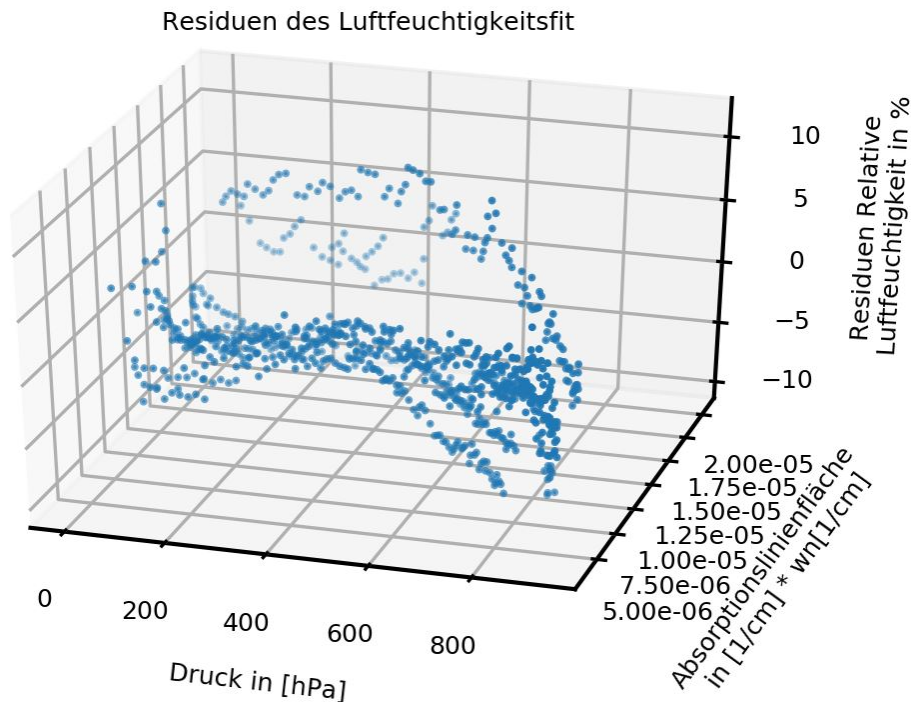


Abbildung 8.20: Residuen des „Curve-Fit“ zur Bestimmung der relativen Luftfeuchtigkeit aufgetragen über den Druck und die relative Luftfeuchtigkeit, welche durch den Bosch-Sensor ermittelt werden. Die Absorptionslinienfläche wird durch die Spektroskopie bestimmt.

In der Abbildung 8.21 ist der absolute Fehler und die Korrelation zwischen den, durch die Regressionsfunktion ermittelte relative Luftfeuchtigkeit und der gemessenen relativen Luftfeuchtigkeit dargestellt. Der absolute Fehler beträgt maximal 9,85 % und minimal –11,46 % relative Luftfeuchtigkeit. Anschließend kann festgestellt werden, dass von 815 Datenpunkten, welche den absoluten Fehler der relativen Luftfeuchtigkeit darstellen, 808 bzw. 99,14 % innerhalb der geforderten Genauigkeit von ± 10 % liegen.

Die Standardabweichung beträgt 3,53 % und der Mittelwert beträgt 0,015 % . Wie bereits erwähnt, ist auch der Effekt, dass bei erhöhtem Druck und sinkender Luftfeuchtigkeit der absolute Fehler zunimmt zu erkennen. Die Ausnahme stellt die Messung zwischen ≈ 70 % und ≈ 90 % dar. Hier sinkt mit erhöhtem Druck der Absolute Fehler. Es handelt sich hierbei um eine einzelne Messung. Zu diesem Zeitpunkt ist noch nicht bekannt welcher Effekt diese Veränderung bzw. Ungenauigkeit hervorruft.

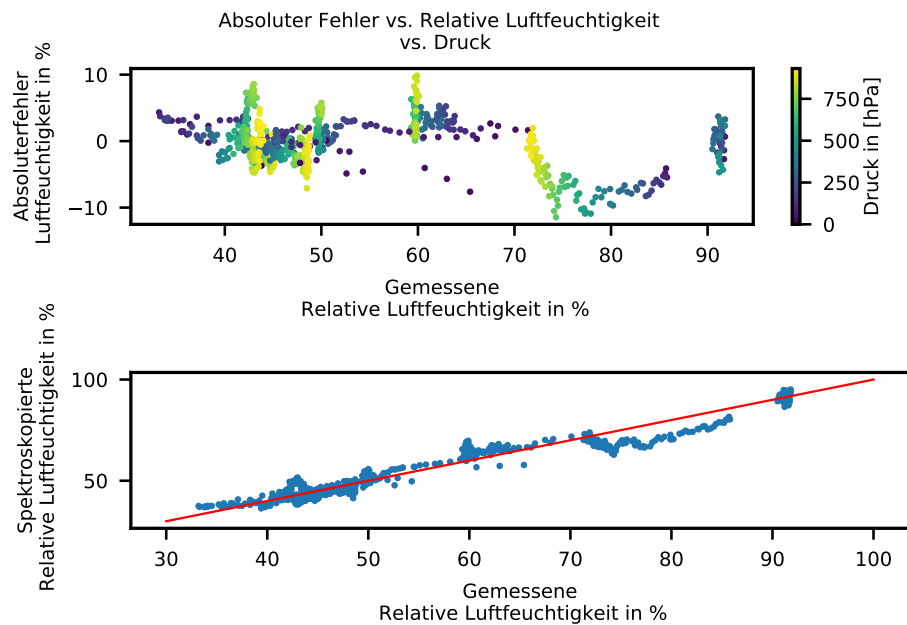


Abbildung 8.21: Darstellung des Absoluten Fehlers aus der errechneten Luftfeuchtigkeit, die mit der Regressionsfunktion ermittelt wurde. Dieser ermittelte absolute Fehler ist über die ermittelten Luftfeuchtigkeiten und Druck, welche mit Hilfe des Sensors ermittelt wurden, aufgetragen. In der unteren Darstellung ist die Korrelation zwischen der errechneten und der gemessenen Luftfeuchtigkeit des Sensors dargestellt.

Anschließend können die ermittelten Ergebnisse durch die Gleichung (8.16) und der durch die Regressionfunktion ermittelten relativen Luftfeuchtigkeit mit den gemessenen Luftfeuchtigkeiten des Sensors verglichen werden, um somit die beste Variante zu wählen. In der Abbildung 8.22 sind die Ergebnisse dargestellt.

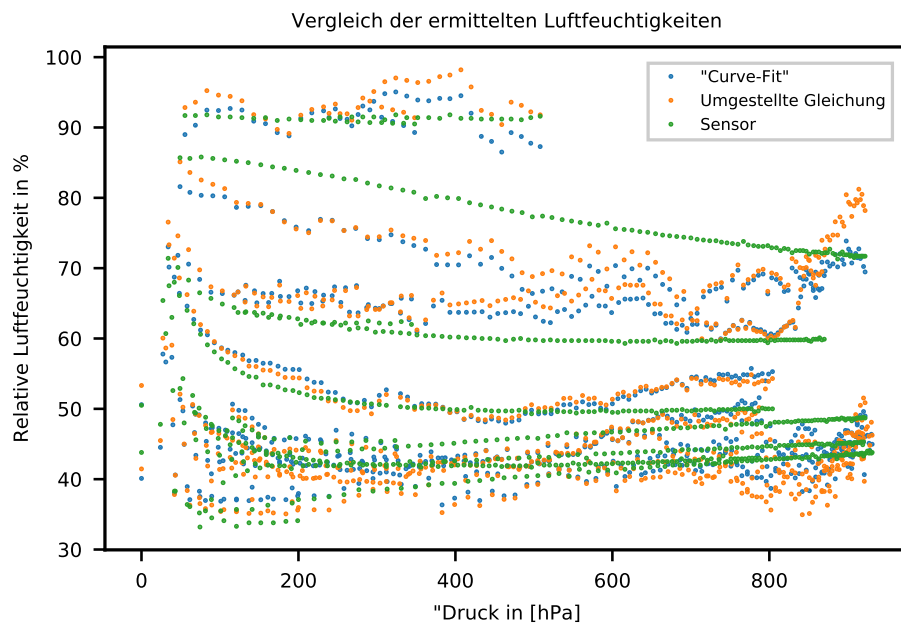


Abbildung 8.22: Vergleich der ermittelten Ergebnisse aus der Gleichung 8.16 mit den ermittelten Luftfeuchtigkeiten des Sensors.

Zusammenfassend ist die erzielbare Genauigkeit bei der Variante mit der umgestellten Funktion höher. Es befinden sich mehr Messpunkte innerhalb der geforderten Genauigkeit von $\pm 10\%$. In der Tabelle 8.1 ist der maximale absolute Fehler, die Standardabweichung und der prozentuale Anteil der Messpunkte, die sich innerhalb der geforderten $\pm 10\%$ absoluten Fehler bzw. Genauigkeit liegen zu sehen. Zu diskutieren ist welche Störgrößen auf das System wirken.

	Abs. Fehler max. relative Luftfeuchtigkeit	Standardabweichung	Messpunkte innerhalb $\pm 10\%$ abs. Genauigkeit in %
Curve-Fit	11,46 %	3,53 %	99,14 %
$y = \frac{f(x,z)}{g(x)}$	11,97 %	3,88 %	99,39 %

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der ermittelten Ergebnisse durch den „Curve-Fit“ und der Gleichung (8.16).

Es ist möglich mit der Molekülabsorptionsspektroskopie die relative Luftfeuchtigkeit zu bestimmen. Hierfür wurde eine bestimmte Messumgebung benötigt, in der es möglich ist den Druck und die H_2O -Konzentration zu variieren. In Kapitel 5 sind die wichtigsten Komponenten des Aufbaus angeführt. Diese Komponenten sind zum einen die Messzelle (siehe Abbildung 5.2), die Laserdiode und zum anderen die Sensoren (siehe Kapitel 5). Der Grund für den speziellen Aufbau ist der, dass es notwendig war, verschiedene Messreihen aufzuzeichnen, die sich in ihrer relativen Luftfeuchtigkeit und des Drucks unterscheiden. Es wurden relative Luftfeuchtigkeiten von $\approx 33\%$ bis $\approx 91\%$ über einen Druckbereich von $\approx 31\text{ hPa}$ bis $\approx 931\text{ hPa}$ aufgezeichnet.

Anschließend wurden die Signale mit den Grundlagen, die in Kapitel 4 und Kapitel 3 vorgestellt werden, ausgewertet. Hier wurde an das gemessene Absorptionssignal $I(\nu)$ die Basislinie $I_0(\nu)$ angepasst. Im nächsten Schritt wird der Absorptionskoeffizient mit Gleichung (4.11) ermittelt und das Voigt-Profil kann daran angepasst werden (siehe Abbildung 8.9). Damit anschließend der Partialdruck und somit die relative Luftfeuchtigkeit berechnet werden kann, wird die Integration über den errechneten Absorptionskoeffizienten durchgeführt (siehe Gleichung (8.7)). Bei dieser Auswertung wurde festgestellt, dass das Signal signifikante Modensprünge enthält. Diese Sprünge sind in Abbildung 8.8 rot umrandet. Hier wird festgestellt, dass der Modensprung für den „Upsweep“ stärker ausgeprägt ist, als der des „Downsweeps“. Daher wurde für die Auswertung nur der „Downsweeps“ mit einem eingegrenzten Bereich betrachtet, z.B. in Abbildung 7.3. Diese Abbildung ist aus dem ersten Experiment, die mit Hilfe einer anderen Methode ausgewertet wurde. Das Prinzip den Bereich einzugrenzen, ist für die beiden Experimente gleich. Der Grund weshalb die Modensprünge so stark ausgeprägt sind, die vor allem im „Upsweep“ vorhanden sind, ist derzeit unbekannt. Die Vermutung liegt nahe, dass dieses Verhalten ein Resultat aus der Charakteristika der DBR-Laserdiode ist, wie bereits in Kapitel 5.1 erwähnt.

Mit der hier beschriebenen Auswertung bzw. Auswertungsprozesses konnten die geforderten $\pm 10\%$ absolute Genauigkeit der relativen Luftfeuchtigkeit nicht erreicht werden.

Anschließend wurde aufgrund der nicht zufriedenstellenden Ergebnisse versucht durch das invertierte Lambert'sche Gesetz und die 10-fache Iteration (siehe Kapitel 8.6) die Ergebnisse zu verbessern. In Abbildung 8.12 sind die ermittelten Partialdrücke von Wasser der einfachen Iteration und 10-Fachen Iteration im Vergleich mit dem theoretisch ermittelten Partialdruck von Wasser (siehe Gleichung (3.29)) dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass sich durch die 10-Fache Iteration eine Verbesserung erreichen lässt. Somit nähert sich die spektroskopierte relative Luftfeuchtigkeit, der durch den Sensor gemessenen Luftfeuchtigkeit an (siehe Abbildung 8.13).

Trotz den unternommenen Versuchen, war es nicht möglich die absolute Genauigkeit zu verbessern. Es wird die Behauptung aufgestellt, dass aufgrund des Verhaltens der Laserdiode und der vermuteten Druckabhängigkeit, die Fläche, die unter dem Voigt-Profil (siehe Kapitel 3.3.4) entsteht, unterschätzt wird. Somit fällt die spektroskopierte Luftfeuchtigkeit kleiner als die mit dem Sensor gemessene Luftfeuchtigkeit aus (siehe Abbildung 8.13). Diese Druckabhängigkeit muss noch näher betrachtet werden.

Es wurde eine weitere Möglichkeit in Betracht gezogen die geforderte absolute Genauigkeit zu erreichen. Hierzu wurde eine Regressionsfunktion an den gemessenen Druck, die gemessene Luftfeuchtigkeit und die spektroskopierte Absorptionslinienfläche angepasst (siehe Abbildung 8.16). Dadurch wurde das System kalibriert. Durch das Umstellen der Regressionsfunktion (siehe Gleichung (8.14)) nach der relativen Luftfeuchtigkeit, konnte diese ermittelt werden. In Abbildung 8.18 ist der absolute Fehler dargestellt und es wurde festgestellt, dass die geforderte Genauigkeit von $\pm 10\%$ erreicht wird.

Des weiteren wurde die selbe Regressionsfunktion erneut für die Kalibration verwendet. Dieses Mal wurden die Achsen vertauscht, so dass durch die Regressionsfunktion die Luftfeuchtigkeit direkt ermittelt werden kann (siehe Abbildung 8.19). Auch hier wurde die geforderte Genauigkeit erreicht (siehe Abbildung 8.21). Aufgrund dessen, wurden die absoluten Fehler verglichen. Dies geschah dadurch, dass ermittelt wurde wie viele Messpunkte der beiden Varianten sich innerhalb der geforderten $\pm 10\%$ befinden. Es wurde festgestellt, dass die Variante, in der die Gleichung nach der relativen Luftfeuchtigkeit umgestellt wird, genauer ist. Somit kann festgehalten werden, dass es gelungen ist die vorgegebene Genauigkeit bzw. den vorgegebenen absoluten Fehler zu erreichen.

Die Ergebnisse sind in der Tabelle 8.1 dargestellt.

Eine weitere Sache die nach der Betrachtung der Abbildungen 8.18 und 8.21 auffällt ist, dass

die Messung für $\approx 70\%$ bis $\approx 90\%$, sich stark von den anderen Messungen unterscheidet. Der Grund hierfür wurde noch nicht erkannt.

9.1 AUSBLICK

Aufgrund der Wichtigkeit der Luftfeuchtigkeitsbestimmung für die Druckbestimmung werden weitere Experimente durchgeführt. Hierfür wird der bereits erwähnte Aufbau um ein temperaturleitfähiges Element erweitert, auf dem die Messzelle platziert wird. Der Grund hierfür ist, dass auch die Temperaturabhängigkeit bei der Luftfeuchtigkeitsmessung bzw. Druckbestimmung ermittelt werden muss.

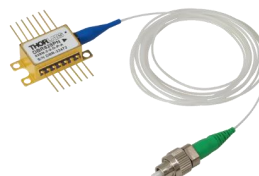
- [1] 15. Apr. 2020. URL: https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html#scipy.optimize.curve_fit.
- [2] 23. Apr. 2020. URL: <https://docs.scipy.org/doc/scipy-0.14.0/reference/generated/scipy.special.wofz.html>.
- [3] 21. Apr. 2020. URL: <https://www.rahner-edu.de/grundlagen/signale-richtig-verstehen/i2c-besser-verstehen-1/>.
- [4] 21. Apr. 2020. URL: <http://cactus.io/hookups/sensors/barometric/bme280/ hookup-arduino-to-multiple-bme280-barometric-pressure-sensors>.
- [5] Peter von Böckh und Matthias Stripf. „Feuchte Luft“. In: *Technische Thermodynamik: Ein beispielorientiertes Einführungsbuch*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015, S. 413–449. ISBN: 978-3-662-46890-6. DOI: [10.1007/978-3-662-46890-6_10](https://doi.org/10.1007/978-3-662-46890-6_10). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-46890-6_10.
- [6] B Buchholz, A Afchine und V Ebert. „Rapid, optical measurement of the atmospheric pressure on a fast research aircraft using open-path TDLAS“. In: *Atmos. Meas. Tech* 7.11 (2014), S. 3653–3666.
- [7] Bernhard Buchholz. „Entwicklung, Primärvalidierung und Feldeinsatz neuartiger, kalibrierungsfreier Laser-Hygrometer für Forschungsflugzeuge“. Diss. Darmstadt: Technische Universität, 2014. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/4020/>.
- [8] Wolfgang Demtröder. „Emission und Absorption von Licht“. In: *Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1977, S. 4–37. ISBN: 978-3-662-07600-2. DOI: [10.1007/978-3-662-07600-2_2](https://doi.org/10.1007/978-3-662-07600-2_2). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-07600-2_2.
- [9] Wolfgang Demtröder. „Linienbreiten und Profile von Spektrallinien“. In: *Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1977, S. 38–56. ISBN: 978-3-662-07600-2. DOI: [10.1007/978-3-662-07600-2_3](https://doi.org/10.1007/978-3-662-07600-2_3). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-07600-2_3.

- [10] Marcin Golabczak. „Raman spectra evaluation of the carbon layers with Voigt profile“. In: *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering* 37 (Dez. 2009), S. 270–276.
- [11] Stefan Hesse und Gerhard Schnell. „Sensoren zur Erfassung fluidischer Größen“. In: *Sensoren für die Prozess- und Fabrikautomation: Funktion — Ausführung — Anwendung*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2009, S. 184–232. ISBN: 978-3-8348-9269-0. DOI: [10.1007/978-3-8348-9269-0_4](https://doi.org/10.1007/978-3-8348-9269-0_4). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-8348-9269-0_4.
- [12] IRsweep. 7. Juni 2020. URL: <https://irsweep.com/>.
- [13] Oliver Kliebisch. „Anwendungen eines 10 GHz Femtosekunden-Doppellasersystems in der Zeitbereichsspektroskopie und Terahertz-Frequenzmetrologie“. Diss. Konstanz: Universität Konstanz, 2017.
- [14] Brigitte Klose und Heinz Klose. „Meteorologische Größen: Ihre Messung sowie räumliche und zeitliche Variabilität“. In: *Meteorologie: Eine interdisziplinäre Einführung in die Physik der Atmosphäre*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016, S. 101–259. ISBN: 978-3-662-43622-6. DOI: [10.1007/978-3-662-43622-6_4](https://doi.org/10.1007/978-3-662-43622-6_4). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-43622-6_4.
- [15] Dieter Meschede. „Kohärenz und Interferometrie“. In: *Optik, Licht und Laser*. Springer, 2005, S. 177–218.
- [16] Eiji Ohtaki und Tetsuji Matsui. „Infrared device for simultaneous measurement of fluctuations of atmospheric carbon dioxide and water vapor“. In: *Boundary-Layer Meteorology* 24.1 (1. Sep. 1982), S. 109–119. ISSN: 0006-8314. DOI: [10.1007/BF00121803](https://doi.org/10.1007/BF00121803).
- [17] LS Rothman, CP Rinsland, A Goldman, ST Massie, DP Edwards, JM Flaud, A Perrin, C Camy-Peyret, V Dana, JY Mandin u. a. „J. quantum Spectrosc. radiat“. In: *Transfer* 48 (1992), S. 469.
- [18] Christof Schulz, Andreas Dreizler, Volker Ebert und Jürgen Wolfrum. „Combustion Diagnostics“. In: *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Hrsg. von Cameron Tropea, Alexander L. Yarin und John F. Foss. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007, S. 1241–1315. ISBN: 978-3-540-30299-5. DOI: [10.1007/978-3-540-30299-5_20](https://doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5_20). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5_20.
- [19] Mathias Schulze und Peter Seidel. *Verdampfungsgleichgewicht und Dampfdruck*. Springer, 2018, S. 1–13.

- [20] N. Ya. Shaparev. „New Possibilities of Using the Voigt Profile“. In: *Russian Physics Journal* 59.12 (Apr. 2017), S. 1–8. DOI: [10.1007/s11182-017-1007-9](https://doi.org/10.1007/s11182-017-1007-9). URL: <https://doi.org/10.1007/s11182-017-1007-9>.
- [21] Julian Skrotzki, Jan Christoph Habig und Volker Ebert. „Integrative fitting of absorption line profiles with high accuracy, robustness, and speed“. In: *Applied Physics B* 116.2 (2014), S. 393–406.
- [22] S. Spießberger, M. Schiemangk, A. Wicht, H. Wenzel, G. Erbert und G. Tränkle. „DBR laser diodes emitting near 1064 nm with a narrow intrinsic linewidth of 2 kHz“. In: *Applied Physics B* 104.4 (2011), S. 813–818. DOI: [10.1007/s00340-011-4644-7](https://doi.org/10.1007/s00340-011-4644-7).
- [23] Thorlabs. 5. Juni 2020. URL: <https://www.thorlabs.com/>.
- [24] Hans-Rolf Tränkler und Ernst Obermeier. „Gasfeuchte“. In: *Sensortechnik: Handbuch für Praxis und Wissenschaft*. Hrsg. von Hans-Rolf Tränkler und Ernst Obermeier. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1998, S. 1219–1273. ISBN: 978-3-662-09866-0. DOI: [10.1007/978-3-662-09866-0_20](https://doi.org/10.1007/978-3-662-09866-0_20). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-09866-0_20.
- [25] EM Vess, CJ Wallace, HM Campbell, VE Awadalla, Joseph T Hodges, David A Long und DK Havey. „Measurement of H₂O broadening of O₂ A-band transitions and implications for atmospheric remote sensing“. In: *The Journal of Physical Chemistry A* 116.16 (2012), S. 4069–4073.

A | ANHANG

A.1 DBR828PN – DATENBLATT

THORLABS**828 nm 24 mW DBR Butterfly
Laser with Isolator, PM Fiber****DBR828PN****Description**

Thorlabs' DBR828PN Distributed Bragg Reflector (DBR) Laser is a single-frequency laser diode that is well-suited for low-noise pump applications, second harmonic generation, and time-resolved fluorescence spectroscopy applications. The DBR828PN includes an integrated optical isolator, thermo-electric cooler (TEC), thermistor, and monitor photodiode. It is packaged in a 14-pin butterfly package with PM780-HP polarization-maintaining optical fiber and an FC/APC connector with the connector key aligned to the slow axis of the fiber.

Specifications

DBR828PN ^a				
	Symbol	Min	Typical	Max
Center Wavelength	λ_c	826 nm	828 nm	830 nm
Laser Linewidth	$\Delta\nu$	-	10 MHz	-
Output Power CW @ I_{OP}	P_{OP}	20 mW	24 mW	-
Operating Current	I_{OP}	-	250 mA	-
Mode-Hop-Free Range ^b	$\Delta I_{\text{Mode-Hop-Free}}$	20 mA	-	-
SMSR in Mode-Hop-Free Range ^c	SMSR	30 dB	50 dB	-
30 dB BW in Mode-Hop-Free Range ^c	30 dB BW	-	-	0.3 nm
Threshold Current	I_{TH}	-	55 mA	-
Forward Voltage	V_F	-	2.0 V	2.5 V
Slope Efficiency	$\Delta P / \Delta I$	0.1 W/A	0.12 W/A	-
Current Tuning @ I_{OP}	$\Delta \lambda / \Delta I$	-	0.0016 nm/mA	-
Temperature Tuning @ I_{OP}	$\Delta \lambda / \Delta T$	-	0.057 nm/°C	-
Monitor Diode Responsivity @ I_{OP}	I_{MON} / P	-	10 $\mu\text{A}/\text{mW}$	-
Polarization Extinction Ratio ^d	r_{ex}	-	16 dB	-
Internal Isolation	ISO	-	30 dB	-
TEC Current	I_{TEC}	-	0.12 A	-
TEC Voltage	V_{TEC}	-	0.13 V	-
Thermistor Resistance @ 25 °C	R_{TH}	-	10 k Ω	-

a. $T_{CASE} = 25^\circ\text{C}$; $T_{CHIP} = 25^\circ\text{C}$.

b. Continuous tuning range between mode hops.

c. As measured with an Optical Spectrum Analyzer (OSA) to empirically determine single frequency range. Laser 30 dB bandwidth and SMSR are subject to monochromator settings and the OSA's internal algorithms, and will differ from instrument to instrument.

d. Ratio of transmitted light polarized along the fiber's slow axis to transmitted light polarized along the fast axis.



Specifications Subject
to Change without Notice

November 8, 2019
QTN025671-S01, Rev B

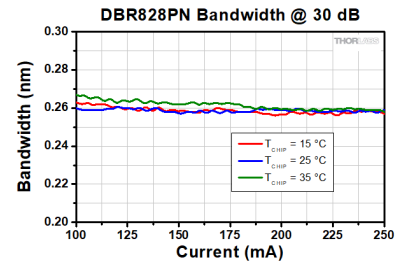
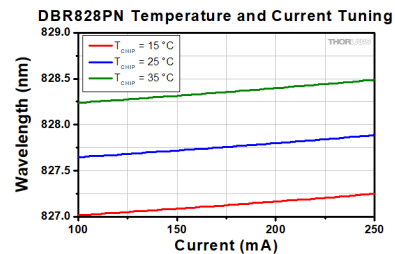
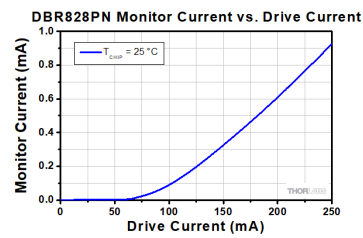
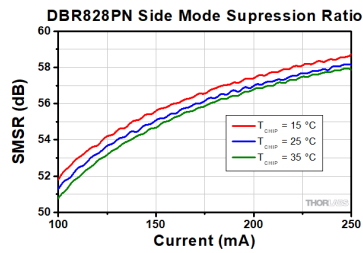
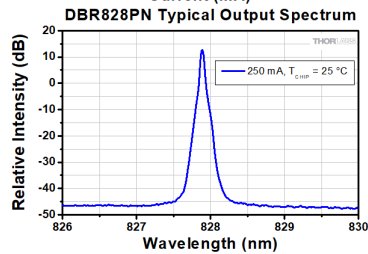
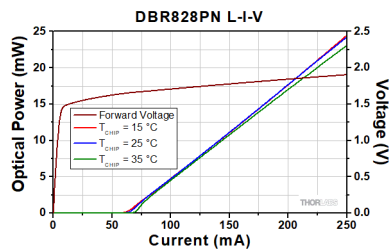
✉ www.thorlabs.com/contact

Absolute Max Ratings

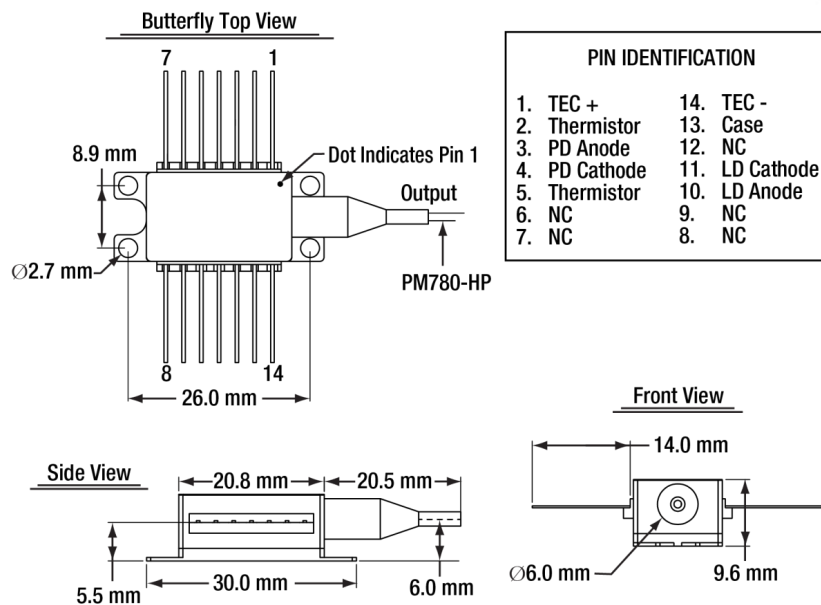
LD Reverse Voltage (Max)	2 V
Laser Current (Max) ^a	See Serialized Datasheet
Laser Power (Max) ^a	See Serialized Datasheet
TEC Current (Max)	3.0 A ($T_{CASE} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$); 2.9 A ($T_{CASE} = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$)
TEC Voltage (Max)	3.6 V ($T_{CASE} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$); 4.4 V ($T_{CASE} = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$)
PD Reverse Voltage (Max)	15 V
Operating Case Temperature	0 to 50 $^{\circ}\text{C}$
Operating Chip Temperature	10 to 40 $^{\circ}\text{C}$
Storage Temperature	-10 to 65 $^{\circ}\text{C}$

a. Some devices will produce the max laser power before exceeding the typical operating current. Do not drive the laser diode beyond the absolute max laser current or power. Operating in this regime can cause damage to the device.

Typical Performance Plots



Drawings



A.2 IRCELL- DATENBLATT



IRcell – long path in a compact design

Tired of bulky cells and slow gas exchange?

Do you want to increase your measurement sensitivity for absorption spectroscopy? You can now achieve this without having to use large cells that occupy a lot of space. Besides physical size, internal volume is another limitation, since it limits gas exchange time. Many low-volume gas cells used in research are home-built. However, building your own cell has risks: Fringe performance and leak rate may be poor.

Presenting the IRcell - compact, robust multipass cell

The cylindrical IRcell multi-pass cell combines a long optical path in a small detection volume with robust optical alignment. Thanks to the single-piece, single-material construction, the IRcell is especially invariant to thermal expansion and resistant to vibrations. It is adjustment-free.

A quasi 2-dimensional beam pattern achieves a small internal volume of only 38 ml at a path length of several meters.



APPLICATIONS

- Laser absorption spectroscopy in the NIR, mid-IR
- Trace gas sensing in industrial, medical, environmental applications
- Industrial process control
- Safety and security screening
- Compact spectroscopic instrumentation
- Applications that require low sample volumes

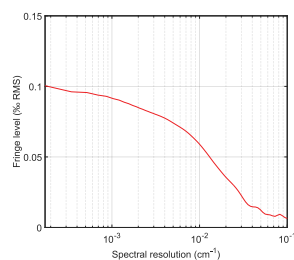


BENEFITS

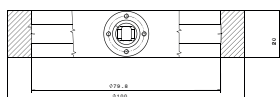
- Small volume (38 ml)
- Low fringes (<0.2% rms)
- Rugged design
- Increased sensitivity compared to other low-volume cells



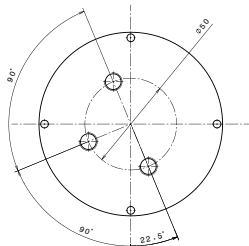
Typical fringe level as function of resolution



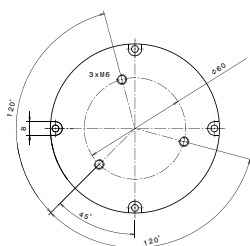
Side view



Top view with gas fittings



Bottom view with threaded holes for mounting



All measures in mm unless stated otherwise.

SYSTEM SPECIFICATIONS

Optical path length	349 cm / 137"
Input-output beam angle	28 degree horizontal 3 degree vertical
Beam alignment tolerance	±0.002 degree horizontal ±0.1 degree vertical
Ideal numerical aperture (NA)	0.027
Input hole diameter	4 mm / 0.157"
Fringe level	< 2.0 x 10 ⁻⁴ rms@ λ=4.3 μm
Wavelength range	NIR / mid-IR / THz
Gas volume	38 ml
Gas fittings	Swagelok 6 mm or 1/4" or Whitworth G 1/8"
Absolute pressure range	0-1 bar / 0-750 torr
Leak rate	< 1 x 10 ⁻⁷ bar x l/s
Mirror surface	Gold
O-Ring material	NBR
Absorption mask material	Teflon, others on request
Window material options	BaF ₂ , CaF ₂ , Al ₂ O ₃ , N-BK7, others on request
Dimensions	10 cm diameter, 3.3 cm height (excluding gas connectors)
Mounting	3 x M6

WHAT OUR CUSTOMERS SAY

„We are very happy with the IRcell performance, as we achieve the expected sensitivity gain and can measure on small sample volumes. I recommend this product.“

Dr. Florian Schmidt, Umeå University, Sweden



Do you have special needs that our current IRcell might not address?
Let us know so we can work together to find a solution for you.

IRsweep AG
Laubisrütistrasse 44
8712 Stäfa
Switzerland

sales@irsweep.com www.irsweep.com

©2016-2017 IRsweep AG - All rights reserved



IRcell 2/2

A.3 FABRY-PEROT – DATENBLATT

SA30 Series Fabry-Pérot Interferometers

Chapter 3: Description

Chapter 3 Description

The SA30 is a high finesse Spectrum Analyzer used to examine the fine structures of the spectral characteristics of CW lasers. The spectrum analyzer consists of a near-confocal cavity that contains two high reflectivity mirrors. By varying the mirror separation with a piezoelectric transducer, the cavity acts as a very narrow bandpass filter. Knowing the free spectral range of the SA30 allows the time-base of an oscilloscope to be calibrated to facilitate quantitative measurements of a laser line shape. With a resolution of below 1 MHz, the fine structure resulting from multiple longitudinal modes of a laser line can be resolved.

For discussions on the spatial mode structure, transmission spectrum, and finesse of a Fabry-Pérot interferometer, please see the full web presentation at www.thorlabs.com.

Chapter 4 Setup

4.1. Optical Setup



WARNING



**Take appropriate measures for eye safety.
Never look directly into the beam, not even at the output of the SA30.**

The SA30 should be mounted so that it can be easily aligned to the incoming beam. It is recommended that Thorlabs' **KM200 Ø2"** Kinematic Mount be used to mount the interferometer at the 2-inch diameter flange. Also, it is recommended that a fold mirror is used to direct the beam into the Fabry-Pérot interferometer. For the SA30 series, the EFL and position of the lens depend on the beam parameters before the lens and have to be chosen in a way to obtain the recommended waist diameter. The recommended waist diameter of the incident lens is given by

$$w_0^{inc} = \frac{\lambda f}{\pi w_0^{rec}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{f^2}{(z_0^{inc})^2}}}, \quad (1)$$

where w_0^{inc} , w_0^{rec} , z_0^{inc} , λ , and f are the beam waist size of the beam incident on the lens, the recommended beam waist diameter at the center of the instrument, the Rayleigh range of the incident beam on the lens, the wavelength of the incident light, and the focal length of the lens. For a well-collimated beam, i.e., when the Rayleigh range of the incident beam on the lens is much larger than the focal length of the lens and the beam is only weakly diverging, Equation (1) reduces to

$$w_0^{inc} = \frac{\lambda f}{\pi w_0^{rec}} \quad (2).$$

The lens should be placed at a distance D

$$D = \frac{f}{1 + \frac{f^2}{(z_0^{inc})^2}} \quad (3)$$

away from the center groove. This reduces to $D = f$ for a well collimated beam¹. Please note that the Rayleigh range of a Gaussian beam is given by

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (4)$$

where w_0 is the beam waist diameter and λ is the wavelength of the incident light.

The recommended waist diameter for the SA30 series is given by

$$w_0^{rec} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2R - d)}}, \quad (5)$$

where R is the radius of curvature of the mirrors (50 mm), d is the distance between the two resonator mirrors (50 mm), and λ is the wavelength of the incident beam².

¹ P. W. Milonni and J. H. Eberly, *Lasers* (John Wiley & Sons, Inc., 2010) p. 290.

² H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators," *Applied Optics*, vol. 5, no. 10, 1966.

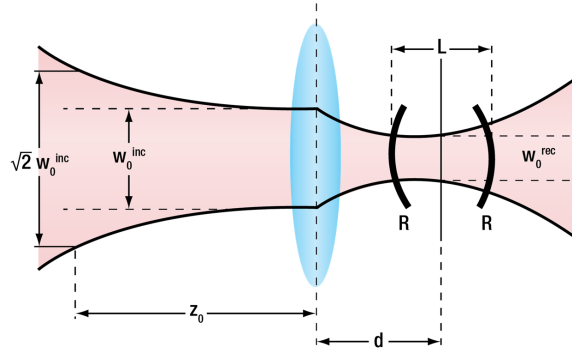


Figure 1 Schematic showing the incident beam waist and recommended beam waist.

4.2. Driving Electronics and Oscilloscope



CAUTION



Caution is given when the SA30 is used with another driver than the SA201.
Please make sure to never apply voltages below 0 V or above 150 V.

In a typical application, the SA30 interferometer is used in conjunction with a signal generator and an oscilloscope, as shown in Figure 2. The signal generator must produce either a triangle or saw-tooth wave with an adjustable frequency, amplitude, rise time, and offset; please refer to the Thorlabs SA201 Fabry-Pérot controller manual for details. Please note that the Thorlabs SA201 Fabry-Pérot controller was used to generate the scan signals required for obtaining the data in this document.

The signal generator is used to repetitively scan the length of the cavity in order to sweep through one full spectral range (FSR) of the interferometer. An oscilloscope is typically used to view the spectrum and make quantified measurements of spectral features. The offset adjustment on the SA201 is conveniently used to center a mode on the scope. If the detector is connected directly to the scope, a 5 k Ω terminator is needed.

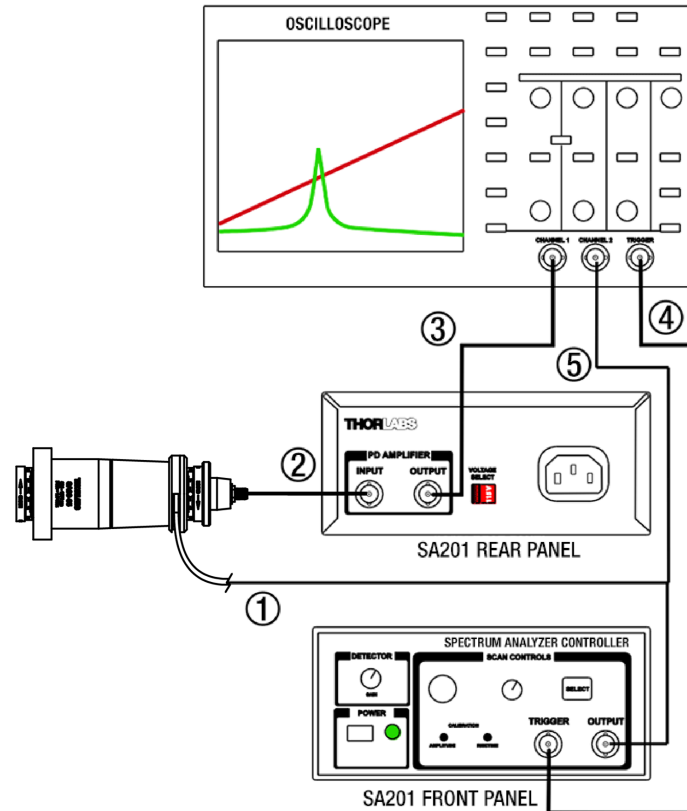


Figure 2 Schematic of a recommended setup for using an SA30 series interferometer in combination with a SA201 controller

Connection	Description
1	Controller (BNC) to Piezo (Cable is Attached to FP Interferometer)
2	Photodiode (SMA) to Controller (BNC) Cable (Included with FP Interferometer)
3	Amplified Photodiode Output (BNC) to Oscilloscope Cable (Not Included)
4	Trigger Output of Controller (BNC) to Oscilloscope Cable (Not Included)
5	Optional Connection that Allows the User to Monitor the Signal used to Drive the Piezoelectric Transducers (Not Included)

Chapter 5 Operation


WARNING


Take appropriate measures for eye safety.
Never look directly into the beam, not even at the output of the SA30.

To set up the SA30 series Fabry-Pérot interferometer, mount the unit in a KM200 mirror mount and make the connections according to the description in the SA201 manual or the PZT driver and detector amplifier you are using. Then, use the iris apertures to align the incoming beam to the optical axis of the SA30. Note that the detector from the back of the unit can be removed and mounted on its own to aid in the initial alignment. To align the beam along the optical axis, close the input iris and center your beam on the iris opening. Leave the back iris completely open and start to scan the unit. Now, use the tip/tilt adjustment until the beam is centered through the body of the SA30. Adjust the scope gain to maximum sensitivity, position the detector close to the rear opening, and slowly close the back iris while simultaneously correcting the two angular adjustments on the mirror mount. The beam is close to an overlap with the optical axis when each second mode in the spectrum becomes somewhat smaller. Once the beam is centered, mount the detector back on the main body. For this alignment sequence it is convenient to have the oscilloscope triggered by the PZT scan; the SA201 does provide such a trigger signal.

Compared to the models in the SA200 and SA210 series, the SA30 instruments require more sophisticated alignment. Therefore, once initial alignment has been established according to the above description, zoom in on a transmission mode and optimize the alignment for maximum suppression of higher order modes, which typically occur within a few MHz around the fundamental transmission modes. For this, it is very convenient to set the trigger on the oscilloscope to one of the larger transmission modes visible in the spectrum. Now, fine tune the alignment of the SA30 with respect to the incident beam. Also, it might be necessary to fine tune the distance between the lens and the SA30 within a few centimeters around its initial 25 cm distance described in the previous chapter. Once higher order modes are suppressed, the unit is ready for measurements. The left oscilloscope panel in the figure below shows an alignment that can be improved. Since the higher order transverse modes are still visible, the lens position or beam alignment needs to be changed. In contrast, the right panel shows a perfectly mode-matched alignment.

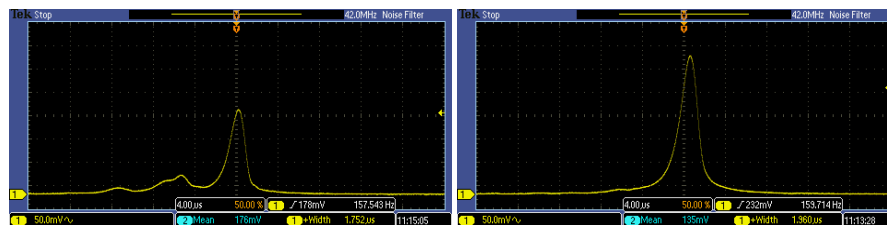


Figure 3 Left: Higher order transverse modes are still visible and the alignment has to be improved.
Right: Good alignment, higher order transverse modes are not evoked.

Please be careful that the output spectrum of the SA201 control box is not affected by the internal filters. The smallest possible time-based FWHM mode width is 4 μ s for all gain settings. If you start to approach this value, you either have to change to a lower amplification level, or change the PZT settings (amplitude, rise time, or sweep expansion) on the SA201 to achieve a slower sweep.

Chapter 6 Spectrum Analyzer Controller and Accessories

- The **SA201** controller generates a voltage ramp, which is used to scan the separation between the two cavity mirrors. A photodiode is used to monitor transmission of the cavity. Using the output sync signal from the controller, an oscilloscope can be used to display the spectrum of the input laser. The controller provides adjustment of the ramp voltage (0 to 30 V) and scan-time (10 ms to 10 s) to allow the user to choose the scan range and speed. An offset control (0 to 15 V) is provided to allow the spectrum displayed on the oscilloscope to be shifted right- or leftwards.
- Thorlabs' **KM200** Ø2" kinematic mount can be used to mount the SA30 Scanning Fabry-Pérot Interferometer.

Chapter 7 Specifications

Optical Performance Specifications	
Piezoelectric Transducer Input Voltage	0 to 150 V
Free Spectral Range ³	1.5 GHz
Minimum Finesse	1500
Resolution	<1 MHz
Cavity Length ⁴	50 mm
On-Resonance Transmission	10% to 20% (Typical)
Outer Housing Material	Black Anodized Aluminum
Fabry-Pérot Cavity Material ⁵	Low Thermal Expansion Invar
Dimensions	Ø2" Flange; Total Length: 5.85"

Available Wavelength Ranges for the SA30 Instrument	
SA30-47	400 - 535 nm
SA30-52	488 - 545 nm
SA30-73	630 - 824 nm
SA30-95	824 - 1071 nm
SA30-120	1060 - 1350 nm
SA30-144	1250 - 1625 nm

Please refer to the Fabry-Pérot Interferometers product catalog page on www.thorlabs.com for a complete and updated list of available models.

³ FSR is set by the length of the near-confocal cavity and is given by $FSR=c/4R$, where R is the radius of curvature of the mirrors; in this case $R = 50$ mm.

⁴ Nominal distance between mirrors

⁵ The athermal design balances the small coefficient of thermal expansion of the Invar body with the negative coefficient of thermal expansion of the piezo actuators

Chapter 8 Mechanical Drawing

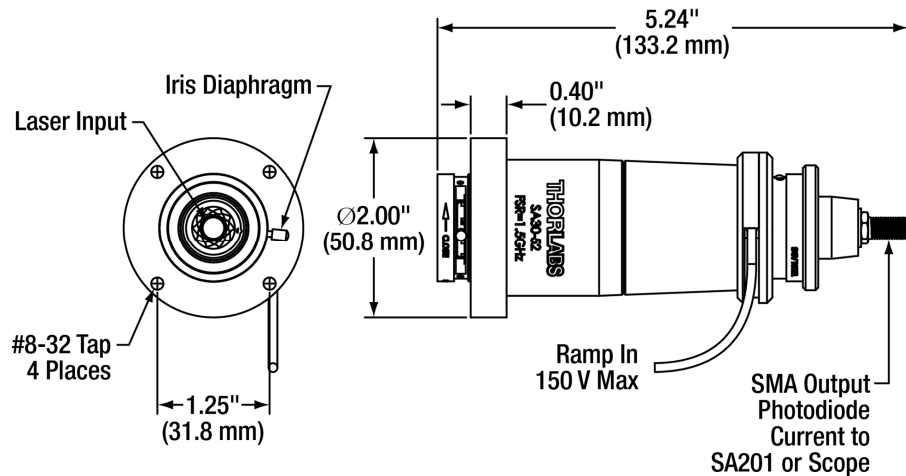


Figure 4 Mechanical Drawing for SA30-52

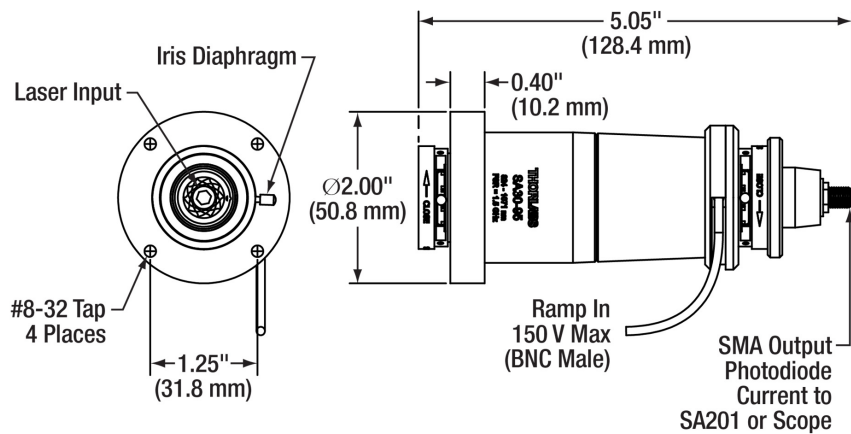
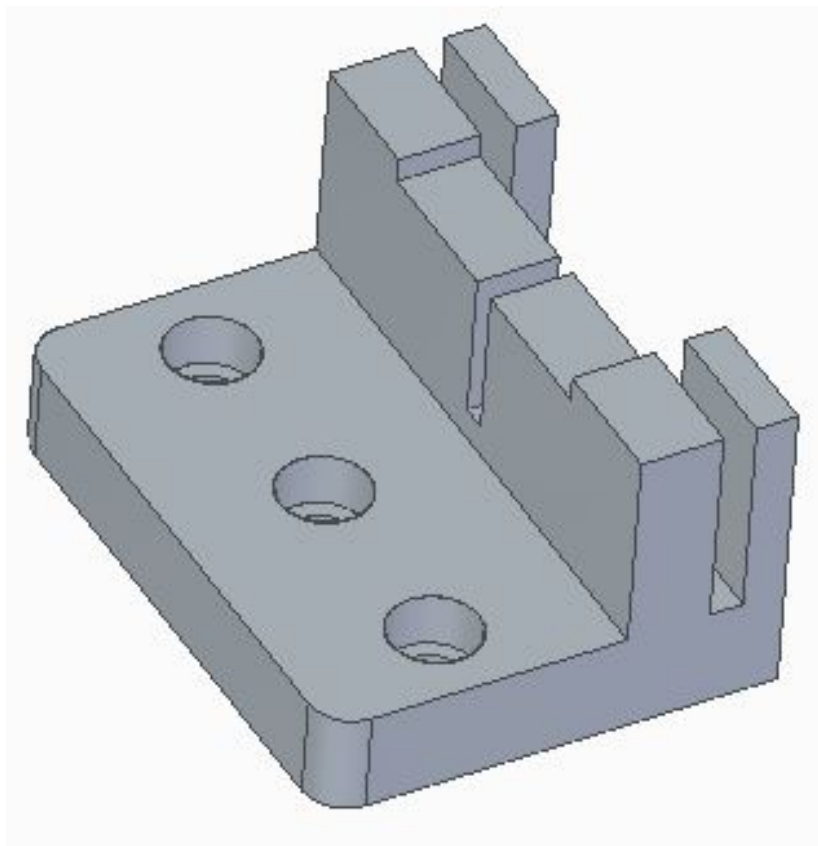


Figure 5 Mechanical Drawing for SA30-47, SA30-73, SA30-95, SA30-120, and SA30-144

A.4 HINTERE HALTERUNG DER SPRIZTE



A.5 VORDERE HALTERUNG DER SPRIZTE

